www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

8e JAARGANG No. 9, blz. 257-288 SEPTEMBER 1946

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE MULTIREFLECTIE-BUIS, EEN NIEUWE OSCILLATORBUIS VOOR ZEER KORTE GOLVEN

door F. COETERIER. 621.385.83

De multireflectie-buis is een reflectie-inhaalbuis waarvan de constructie en de werkwijze essentieel van die der gebruikelijke reflectie-inhaalbuizen afwijken. Bij deze laatste kan een nuttig gebruik gemaakt worden van slechts één reflectie in de ruimte tusschen het modulatorsysteem en de reflectie-electrode. Bij de multireflectie-buis voeren de electronen daarentegen een slingerbeweging om het modulatorsysteem uit met een constante slingertijd, zoodat zij bij elke doorgang door het modulatorsysteem een stroom van de juiste fase induceeren, hetgeen een veel hooger rendement tengevolge heeft dan dat van de gebruikelijke reflectie-inhaalbuizen. Dit constant-zijn van de slingertijd wordt bereikt door een geschikte keuze van het potentiaalverloop tusschen het modulatorsysteem en de reflectie-electrode resp. de kathode. De multireflectie-buis kan behalve voor continu bedrijf ook voor impuls-bedrijf worden gebruikt.

Onder de moderne oscillatorbuizen in het gebied der decimeter- en centimetergolven nemen het magnetron en de inhaalbuizen de belangrijkste plaats in. De inhaalbuizen zijn onlangs in dit tijdschrift uitvoerig besproken [1]). De werking van deze buizen komt hierop neer, dat electronen eerst in snelheid worden gemoduleerd en daarna de snelheidsmodulatie in een dichtheidsmodulatie wordt omgezet, doordat de electronen in een veldvrije ruimte elkaar inhalen. Bij de zg. reflectie-inhaalbuizen, waarbij het inhaaleffect — zooals de naam reeds aanduidt — ook een essentieele rol speelt, geschiedt het omzetten van snelheidsmodulatie in dichtheidsmodulatie niet meer in een veldvrije ruimte: de electronen worden hier door een electrostatisch veld „gereflecteerd" naar het stuursysteem, dat ze in snelheid heeft gemoduleerd. Het principe van de reflectie-inhaalbuis zullen wij straks met dat van de „gewone" inhaalbuis nader vergelijken. Hier willen wij al direct opmerken, dat een groot bezwaar van de tot nu toe bekende reflectie-inhaalbuizen hun laag rendement was. Door Philips is nu een nieuwe reflectie-inhaalbuis ontwikkeld, de „multireflectie-buis", waarvan het principe en de uitvoering in dit artikel zullen worden beschreven. Deze nieuwe reflectie-inhaalbuis heeft wel een hoog rendement, hetgeen vooral te danken is aan een geschikte keuze van het bovengenoemde electrostatische veld.

[1]) F. M. Penning, Inhaalbuizen, Philips techn. T. 8, 214, 1946.

Het principe van de reflectie-inhaalbuizen

Om het principieele verschil in de werking van de reflectie-inhaalbuis vergeleken met de gewone inhaalbuis goed te laten uitkomen, willen wij aan de hand van *fig. 1* de werking van deze laatste even resumeeren. Voor alle details verwijzen wij naar het reeds aangehaalde artikel (zie noot [1])). De electronen van een uit de kathode tredende bundel worden eerst op een hooge, voor alle electronen gelijke snelheid gebracht. Hierna ondergaan zij tusschen de roosters van de „modulator",

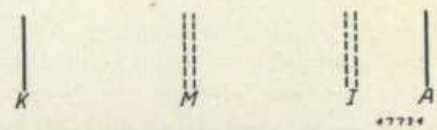


Fig. 1. Principeschema van een inhaalbuis. *K* kathode; *M* roosters van de modulator, waartusschen de electronen door een wisselspanning in snelheid worden gemoduleerd. Tusschen *M* en *I* bevindt zich een veldvrije inhaalruimte, waarin snelheidsmodulatie in dichtheidsmodulatie wordt omgezet; *I* inductor, waaraan de in dichtheid gemoduleerde electronen hun hoogfrequente energie afstaan; *A* anode.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waartusschen een wisselspanning staat, kleine snelheidsvariaties, die in grootte afhankelijk zijn van het intreemoment in de modulator, en vervolgens loopen zij een veldvrije ruimte, de „inhaalruimte", binnen. Dank zij deze snelheidsvariaties zullen in de inhaalruimte de later vertrokken electronen de eerder vertrokkene kunnen inhalen, waardoor langs de bundel dichtheidsvariaties ontstaan. Op een plaats waar de dichtheid een hooge waarde bereikt, bevinden zich de roosters van het afneemsysteem, de „inductor". Door de dichtheidsschommelingen ter plaatse van de inductor worden daarin hoogfrequente wisselstroomen geïnduceerd [2]). Door van de inductor naar de modulator een terugkoppeling aan te brengen, verkrijgt men een oscilleerend systeem.

Het omzetten van snelheidsmodulatie in dichtheidsmodulatie kan ook op andere wijze worden verkregen dan door de uit de modulator tredende electronen in een veldvrije ruimte elkaar te laten inhalen. Bij de reflectie-inhaalbuizen bereikt men dit, zooals reeds is vermeld, door de electronen tegen een remmend electrostatisch veld in te laten loopen, zoodat zij uiteindelijk op de modulator worden teruggeworpen (vgl. *fig. 2*). Dat ook op deze wijze

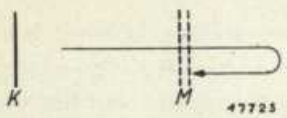


Fig. 2. Principe-schema van een reflectie-inhaalbuis. *K* kathode; *M* modulator, die hier tevens de rol van een inductor speelt. Rechts van *M* bevindt zich een electrostatisch remveld, dat de electronen van richting doet omkeeren. (Hoe dit remveld wordt verwezenlijkt, is in de figuur niet aangegeven.) Daar de looptijd der electronen in het remveld van hun beginsnelheid afhangt en deze door *M* gemoduleerd wordt, is de op *M* terugkomende electronenstroom in dichtheid gemoduleerd. Door een geschikte keuze van het faseverschil tusschen deze stroom en de wisselspanning kan worden bereikt, dat hoogfrequente energie aan *M* wordt afgedragen.

een dichtheidsmodulatie tot stand komt, is evident. De looptijd van een electron in het remveld — dwz. de tijd, die het electron noodig heeft voor een heen en teruggang van en naar de modulator — hangt nl. niet alleen van de eigenschappen van het remveld af, maar ook van de snelheid waarmee het electron de modulator verlaat. De electronen, die de modulator met gelijke tusschenpoozen, maar verschillende snelheden verlaten, zullen dus in het algemeen met ongelijke tusschenpoozen op de modulator terugkomen, hetgeen beteekent, dat de oorspronkelijk constante stroomdichtheid inderdaad in een van de tijd afhankelijke stroomdichtheid is omgezet. Deze zal daarbij een periodieke functie van de tijd zijn, indien de moduleerende spanning periodiek is.

Wil men nu deze wijze van omzetten van snelheidsmodulatie in dichtheidsmodulatie gebruiken om een oscillator te verwezenlijken, dan moet men er slechts voor zorgen, dat de modulator voor de terugkeerende, in dichtheid gemoduleerde electronenbundel de rol van de inductor gaat spelen. Dit bereikt men door een geschikte keuze van het faseverschil tusschen de moduleerende spanning en de stroomdichtheid van de naar de modulator terugkeerende electronen.

De principieele overeenkomst met de gewone inhaalbuizen bestaat dus hierin, dat door een betrekkelijk lange looptijd, hetzij in een veldvrije ruimte, hetzij in een remveld, aan de electronen gelegenheid wordt gegeven, hun snelheidsvariaties in dichtheidsvariaties om te zetten. Het principieele verschil bestaat hierin, dat de modulator en de inductor van een gewone inhaalbuis nu identiek zijn geworden. Voortaan zullen we deze inrichting, die bij de reflectie-inhaalbuizen zoowel voor de snelheidsmodulatie der electronen als voor het afnemen van hun hoogfrequente energie zorgt, het „modulatorsysteem" noemen (vgl. noot [2])).

Reflectie-inhaalbuis met een lineair remveld

In het bovenstaande hebben wij het betoog algemeen willen houden en daarom hebben wij niet nader gepreciseerd, wat voor een remveld in de reeds bestaande reflectie-inhaalbuizen werd toegepast. Feitelijk is het zoo, dat men zich tot nu toe vrijwel uitsluitend heeft beperkt tot de toepassing van een lineair remveld. Met deze uitdrukking doelen wij op de eenvoudige situatie, die in *fig 3.* schematisch is weergegeven. Het remveld wordt hier verwezenlijkt doordat men op eenige afstand achter het modulatorsysteem een „reflectie-electrode"

Fig. 3. Principeschema van een reflectie-inhaalbuis met lineair remveld. *K* kathode; *M* roosters van het modulatorsysteem (dat zoowel de rol van modulator als die van inductor speelt); *R* reflectie-electrode, waarop een spanning staat die lager is dan die van de kathode. Het potentiaalverloop tusschen *M* en *R* is lineair, afgezien van eventueele ruimteladingseffecten.

[2]) Op zichzelf is de werking van de inductor niet anders dan die van een tweede modulator. Het verschil ontstaat slechts, doordat de electronenbundel bij de doorgang door de eerste modulator een homogene dichtheid heeft en bij de tweede een inhomogene. Tengevolge hiervan is de verandering van de kinetische energie der electronen in het eerste geval gemiddeld per periode nul, in het tweede geval daarentegen is deze verandering gemiddeld per periode negatief, dwz. een energie-overschot wordt door de inductor opgenomen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aanbrengt, die zich op een potentiaal bevindt, een paar honderd volt lager dan de kathodepotentiaal: het verloop van de potentiaal tusschen het modulatorsysteem en de reflectie-electrode is dan lineair, althans wanneer men de ruimteladingseffecten verwaarloost, hetgeen wij hier en in het vervolg meestal zullen doen.

Bij een reflectie-inhaalbuis met een lineair remveld beweegt een electron zich in het remveld analoog aan een bal, die verticaal omhoog wordt geworpen (wij verwaarloozen de ruimtelading resp. de luchtweerstand). Indien v de snelheid is waarmee een van de kathode komend electron het modulatorsysteem bereikt, en Δv de (positieve of negatieve) snelheidsmodulatie, die het electron er in ondergaat, dan is zijn looptijd in het remveld

$$t_1 \text{ evenredig met } v + \Delta v \quad .$$

Derhalve worden de versnelde electronen ($\Delta v > 0$) door de later vertrokken vertraagde electronen ($\Delta v < 0$) ingehaald, in tegenstelling tot de rechtdoorloopende electronen in de gewone inhaalbuis, waarin de looptijd van de modulator naar de inductor

$$t_1 \text{ evenredig met } \frac{1}{v + \Delta v}$$

is. Indien $|\Delta v/v| \ll 1$ is, dwz. bij kleine modulatiediepte, is er echter een verregaande analogie tusschen de twee typen van inhaalbuizen, hetgeen in verband staat met het feit, dat dan

$$\frac{1}{v \pm |\Delta v|} \approx v \mp |\Delta v|.$$

Deze analogie zal tot uitdrukking komen bij de bespreking van het rendement, waartoe wij nu overgaan.

Het rendement der reflectie-inhaalbuizen

Denken we ons, dat een reflectie-inhaalbuis (niet noodzakelijk met een lineair remveld) staat te oscilleeren. De periodiek varieerende spanning op het modulatorsysteem en de stroom, die hierin door de in dichtheid gemoduleerde electronenbundel wordt geïnduceerd, zullen in het algemeen een aantal harmonische componenten bevatten. Wij onderstellen echter, dat de trillingskring (bijv. een trilholte of een Lechersysteem), waarvan het modulatorsysteem deel uitmaakt, op de grondfrequentie is afgestemd, zoodat wij ons in het vervolg alleen voor de grondcomponenten van de spanning en van de geïnduceerde stroom — met de amplituden V_1 resp. I_1 — behoeven te interesseeren. Wij noemen voorts V_0 de electrostatische spanning van het modulatorsysteem ten opzichte van de kathode en i_0 de ongemoduleerde electronenstroom die door de kathode wordt geëmitteerd. Indien wij nog onderstellen dat de geïnduceerde stroom in fase is met de spanning, hetgeen de voor het rendement gunstigste situatie is, dan geldt voor het rendement η de uitdrukking:

$$\eta = \frac{{}^1/_2\, I_1\, V_1}{i_0\, V_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Dezelfde formule geldt ook voor de gewone inhaalbuizen, natuurlijk met dien verstande, dat V_1 en I_1 dan de spanning op de inductor resp. de daarin geïnduceerde stroom zijn [3]).

Teneinde een hoog rendement te verkrijgen, moet men dus — volgens de verg. (1) — er voor zorgen, dat de verhoudingen I_1/i_0 en V_1/V_0 zoo groot mogelijk zijn.

De maximumwaarde van I_1/i_0 blijkt nu voor een gewone inhaalbuis en voor de reflectie-inhaalbuis met een lineair remveld bij een kleine modulatiediepte precies dezelfde te zijn (vgl. de beschouwing aan het slot van de vorige paragraaf). Zij is nl. in beide gevallen gelijk aan de dubbele waarde van het maximum van de Besselfunctie $J_1(x)$, dat 0,58 bedraagt [3]). Nu kan men bij een gewone inhaalbuis $V_1 = V_0$ kiezen (grooter kan deze verhouding niet zijn, want dan zouden de electronen worden teruggeworpen, voordat zij de inductor hadden bereikt), zoodat het maximale rendement in dit geval wordt $\eta_{max} = {}^1/_2 \cdot 1{,}16 \cdot 1 = 0{,}58$.

Daarentegen moet de verhouding V_1/V_0 bij de reflectie-inhaalbuizen in het algemeen, en dus ook bij de reflectie-inhaalbuis met een lineair remveld, kleiner zijn dan 1; deze eisch staat in verband met het aanloopen van de oscillaties. Het maximale rendement van een reflectie-inhaalbuis met een lineair remveld is daardoor aanzienlijk kleiner dan 0,58.

Tengevolge van allerlei bijkomstige factoren, die bij de afleiding van deze theoretische maximale rendementen zijn verwaarloosd, worden deze laatste in de practijk niet eens benaderd. De rendementen, die men in de practijk met de gewone resp. met de reflectie-inhaalbuizen bereikt, zijn van de orde van grootte van 0,2 resp. 0,1.

De multireflectie-buis; principe en rendement

Het zoojuist genoemde bezwaar van de lage waarde van V_1/V_0 bij de reflectie-inhaalbuizen kan

[3]) Het rendement van de gewone inhaalbuizen is uitvoerig besproken in het in noot [1]) reeds aangehaalde artikel. Wij maken er den lezer op attent, dat onze grootheden V_1 en I_1 in het bedoelde artikel met V_2 resp. I_2 zijn aangeduid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

echter op een indirecte wijze worden ondervangen, dank zij een omstandigheid, die wij tot nu toe buiten beschouwing hebben gelaten. Wij hebben ons nl. heelemaal niet afgevraagd, wat met de electronen gebeurt, die na de reflectie een deel van hun kinetische energie aan het modulatorsysteem hebben afgestaan. Deze electronen loopen natuurlijk eerst verder door in de richting van de kathode, maar uiteindelijk worden zij weer naar het modulatorsysteem teruggeworpen. Zoo komt men op het idee, of het niet mogelijk zou zijn het rendement te verbeteren door de electronen om het modulatorsysteem heen en weer te doen slingeren en wel op een zoodanige wijze, dat zij bij iedere doorgang door het modulatorsysteem zooveel mogelijk van hun energie zouden afstaan. Het blijkt dat dit inderdaad mogelijk is. De multireflectie-buis is juist een practische verwezenlijking van zulk een mogelijkheid.

Laten we de kwestie wat nader beschouwen. Bij iedere doorgang draagt een electron een energie aan het modulatorsysteem af, die gelijk is aan $eV_1 \sin(2\pi t_1/T)$, waarbij e zijn lading is, T de trillingstijd van de spanning en t_1 het tijdstip van de doorgang. De factor V_1/V_0 in de formule (1) voor het rendement is dus gelijk aan de verhouding van de energie, die een electron bij één doorgang aan het modulatorsysteem maximaal kan afdragen, nl. eV_1, tot zijn oorspronkelijke energie eV_0. Worden nu de electronen n keer, beurtelings aan de remelectrode en aan de kathode, gereflecteerd, voordat zij door een of andere oorzaak uit de bundel verdwijnen (bijv. door verstrooiing), dan is de situatie „van een electron uit bekeken" zoo, alsof in verg. (1) nV_1/V_0 in plaats van V_1/V_0 stond. Indien wij dus onder I_1 voortaan de amplitude van de geïnduceerde stroom verstaan in het geval van een reflectie-buis waarin een electron slechts één keer wordt gereflecteerd, dan zal dezelfde buis bij n-malige reflectie een n keer zoo groot rendement vertoonen:

$$\eta_n = {}^1/_2 \frac{I_1}{i_0} \cdot \frac{nV_1}{V_0}, \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

mits de geïnduceerde stroom bij iedere doorgang der electronen door het modulatorsysteem met de spanning in fase is en zijn amplitude I_1 onveranderd blijft. Op deze voorwaarde komen wij straks terug. Eerst willen wij de situatie „van het modulatorsysteem uit" nog even bekijken. Van dit standpunt uit hangt de amplitude van de wisselspanning niet af van het aantal reflecties, doch het is de amplitude van de geïnduceerde stroom, die — steeds onder de zoojuist genoemde voorwaarde — n keer grooter wordt, hetgeen men tot uitdrukking zou kunnen brengen door verg. (2) als volgt te schrijven:

$$\eta_n = {}^1/_2 \frac{nI_1}{i_0} \cdot \frac{V_1}{V_0} \quad \ldots\ldots \quad (2a)$$

Wat beteekent nu de bovengenoemde voorwaarde, waaronder verg. (2) geldt? Klaarblijkelijk dit: in de eerste plaats moet de slingertijd van alle electronen dezelfde zijn (dan zal nl. de eenmaal verkregen dichtheidsmodulatie tijdens de slingerbeweging niet meer veranderen), en in de tweede plaats moet de slingertijd constant blijven, ondanks het feit, dat de energie der electronen telkens bij de doorgang door het modulatorsysteem afneemt (dan zal de geïnduceerde stroom steeds met de spanning in fase blijven). Met andere woorden: aan de bedoelde voorwaarde zal slechts dan worden voldaan, wanneer de electronen een (gedempte) harmonische slingerbeweging om het modulatorsysteem uitvoeren met een slingertijd die voor alle electronen dezelfde is. Nu is het wel bekend, dat zulk een beweging slechts plaats kan hebben, indien het deeltje door een krachtcentrum wordt aangetrokken met een kracht, die evenredig met de afstand is; de potentiaal verandert dan als de tweede macht van die afstand, en de looptijd van een deeltje hangt dan niet af van zijn snelheid ter plaatse van het krachtcentrum. Had de potentiaal dus links en rechts van het modulatorsysteem een parabolisch verloop, dan zou een eenmaal verkregen „electronenverdichting" heen en weer loopen zonder te worden „uitgesmeerd" en steeds in de goede fase het modulatorsysteem passeeren. Bij ieder ander remveld — in het bijzonder bij het boven besproken lineaire remveld —, wordt een electronenverdichting tijdens de beweging meer en meer uitgesmeerd, zoodat I_1/i_0 spoedig zeer klein wordt en van een verbetering van het rendement geen sprake kan zijn.

Met het invoeren van het parabolische remveld zouden we evenwel het kind met het badwater weggegooid hebben. Immers, wij wilden het parabolische veld invoeren, omdat de dichtheidsmodulatie der electronen tijdens de beweging in dat veld niet veranderde. In het bijzonder zou dus een oorspronkelijk in dichtheid ongemoduleerde electronenbundel in een parabolisch veld altijd ongemoduleerd blijven, met andere woorden zou dan I_1/i_0 niet alleen klein, maar exact nul zijn.

Men zou naar een uitweg uit dit dilemma kunnen zoeken door het probleem in tweeën te splitsen: nl. door eerst de electronenbundel op een of andere wijze zoo gunstig mogelijk in dichtheid te moduleeren, dwz. voor de grootst mogelijke waarde van I_1/i_0 in verg. (2) te zorgen, en daarna de zoo gemoduleerde bundel in een parabolisch veld heen en weer te laten loopen, waardoor ook de factor nV_1/V_0

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

in verg. (2) een gunstige waarde krijgt, zonder dat de eerstgenoemde factor verandert.

Dit „programma" is nu bij de multireflectie-buis op een eigenaardige manier uitgevoerd, zooals uit het vervolg moge blijken.

Laten wij op het geval van één reflectie in een of ander remveld even terugkomen; wij beschouwen dus voorloopig alleen het potentiaalverloop rechts van het modulatorsysteem (links er van bevindt zich de kathode).

Bij elk remveld behoort in het algemeen een andere maximale waarde van I_1/i_0, zoodat twee volgende vragen onmiddellijk rijzen:

(a) bij welk remveld behoort de grootste van al die maximale waarden?

(b) hoe groot is die grootste waarde?

De clou van de situatie — en hierop berust de werking van de multireflectie-buis — is nu dit: het in vraag (a) bedoelde optimale remveld zorgt — zooals wij straks zullen zien — er voor, dat de electronen niet alleen bij de eerste reflectie de grootst mogelijke dichtheidsmodulatie krijgen, maar ook dat deze automatisch bij de volgende reflecties onveranderd blijft, mits het veld links van het modulatorsysteem parabolisch is.

Wij gaan nu vraag (a) nader beschouwen. Wij noemen i_1 de amplitude van de grondcomponent van de gemoduleerde electronenstroom na de eerste reflectie ter plaatse van het modulatorsysteem, terwijl I_1 de amplitude van de grondcomponent van de geïnduceerde stroom was. Daar $i_1 = I_1$ is, kunnen wij i_1/i_0 in plaats van I_1/i_0 beschouwen. De verhouding i_1/i_0, dwz. de dichtheidsmodulatie van de electronenstroom, wordt — zooals wij reeds eerder hebben vermeld — volledig bepaald door de looptijd van de electronen in het remveld, dwz. de tijd, die de electronen noodig hebben voor een heen en weergang van en naar het modulatorsysteem. De looptijd is in een gegeven remveld weer volledig bepaald door de snelheid waarmee het electron dat veld binnenloopt. Daar nu deze snelheid periodiek verandert met de tijd t_1, waarop het electron het remveld binnenloopt, is ook de looptijd een periodieke functie $f(t_1)$ met dezelfde periode. De vorm van de functie $f(t_1)$ hangt daarbij van het remveld af: aan elke $f(t_1)$ beantwoordt in het algemeen een ander remveld. Derhalve kunnen wij vraag (a) door de twee volgende vragen vervangen:

(a_1) bij welke $f(t_1)$ is i_1/i_0 maximaal?

(a_2) hoe moet het remveld zijn, opdat de looptijd volgens de in vraag (a_1) bedoelde optimale functie $f(t_1)$ verandert?

Wij willen hier niet nader ingaan op de, overigens niet moeilijke, mathematische beschouwing, die ons het antwoord op de vraag (a_1) levert, en wij volstaan met het vermelden van het resultaat. De gezochte functie, die wij met $F(t_1)$ zullen aanduiden, is in *fig. 4* voorgesteld [4]). Zij wordt op een constante na gegeven door een zg. vierkante sinus, waarvan de amplitude een kwart van zijn periode T bedraagt (de functie $F(t_1)$ heeft immers de dimensie van de tijd).

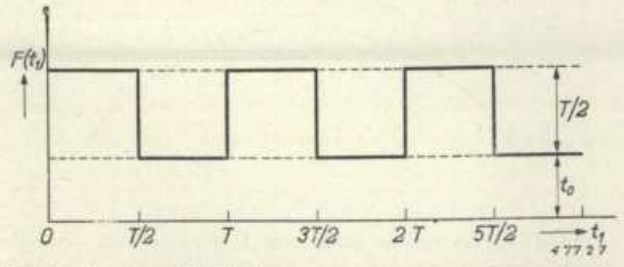


Fig. 4. De looptijd $F(t_1)$ van een electron in het optimale remveld als functie van de tijd t_1, waarop het van de roosters van het modulatorsysteem vertrekt. De looptijd van de door het modulatorsysteem vertraagde electronen is met t_0 aangeduid. De looptijd van de versnelde electronen is dan $t_0 + T/2$ (T periode van de wisselspanning op het modulatorsysteem).

Hiermede hebben wij een zeer belangrijke eigenschap van het optimale remveld ontdekt. Dit remveld moet blijkbaar zoodanig zijn, 1) dat alle electronen, die door het modulatorsysteem vertraagd zijn, éénzelfde looptijd t_0 hebben, en 2) dat alle versnelde electronen ook éénzelfde, langere looptijd $t_0 + T/2$ hebben. Tengevolge hiervan zal de stroomdichtheid van de op het modulatorsysteem terugkeerende electronen, als functie van de tijd, ook een vierkante sinus zijn; zij is beurtelings een halve trillingstijd nul en een halve trillingstijd lang gelijk aan het dubbele van de ongemoduleerde stroomdichtheid. Aan de hand van *fig. 5* is dat gemakkelijk in te zien. Het faseverschil tusschen de stroomdichtheid en de wisselspanning is daarbij gelijk aan $2\pi/T$ maal de looptijd t_0 der vertraagde electronen. Opdat de energie, die de terugkeerende electronen aan het modulatorsysteem afstaan, zoo groot mogelijk wordt, moet aan

$$t_0 = (l + {}^1/_2)\,T \quad (l = 0, 1, 2, \ldots) \quad . \quad . \quad (3)$$

worden voldaan.

De kennis van $F(t_1)$ blijkt voldoende te zijn, om de in vraag (b) bedoelde maximale waarde van $I_1/i_0 = i_1/i_0$ te kunnen uitrekenen: deze is $4/\pi = 1{,}27$. Op zichzelf is dit slechts een geringe verbetering ten opzichte van wat men in het geval van het lineaire remveld heeft: $(1{,}27 - 1{,}16)/1{,}16 = 9{,}5\%$.

[4]) Dit is, strikt genomen, niet de algemeenste vorm die $F(t_1)$ kan hebben. Voor ons doel is echter de beschouwing van de functie $F(t_1)$, die in fig. 4 is weergegeven, voldoende.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

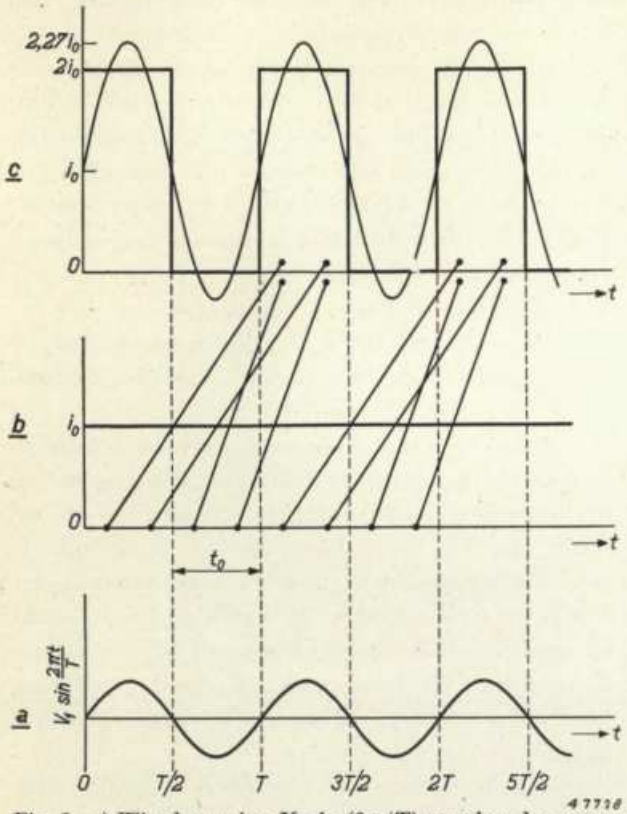


Fig. 5. *a*) Wisselspanning $V_1 \sin (2\pi t/T)$ tusschen de roosters van het modulatorsysteem.
b) De ongemoduleerde electronenstroom $i = i_0$ als functie van de tijd: de zwarte, ronde stippen langs de t-as stellen de electronen voor, die, van de kathode komende, met gelijke tusschenpoozen het modulatorsysteem bereiken.
c) De gemoduleerde stroom der op het modulatorsysteem terugkomende electronen als functie van de tijd, indien de looptijd-functie $F(t_1)$ door de kromme van fig. 4 wordt gegeven. De dikke lijn is de totale stroom, de dunne lijn de som van de van de tijd onafhankelijke component i_0 en van de grondcomponent $(4\, i_0/\pi) \sin (2\pi t/T)$. De zwarte ronde stippen iets boven resp. onder de t-as stellen de versnelde resp. de vertraagde electronen voor; men ziet, dat gedurende de eene helft van de trillingstijd met gelijke tusschenpoozen telkens één versneld en één vertraagd electron tegelijkertijd op het modulatorsysteem terugkomen en dat gedurende de andere helft geen electronen terugkomen.

Wij interesseeren ons echter voor het „optimale" remveld, dat aan de eigenaardige looptijdfunctie $F(t_1)$ beantwoordt, hoofdzakelijk omdat dit — zooals gezegd — het nuttig gebruik van de slingerbeweging der electronen mogelijk maakt.

Wat is nu dat optimale remveld, dat in de multireflectie-buis wordt verwezenlijkt?

Als v_0 de snelheid van een ongemoduleerd electron is, dan zullen alle vertraagde electronen van richting omkeeren links van het punt R — zie *fig. 6* —, waarvoor de spanning ten opzichte van het modulatorsysteem $-mv_0^2/2e$ is (m en e zijn de massa resp. de lading van het electron). Daar wij eischen, dat alle vertraagde electronen dezelfde looptijd hebben, moet het potentiaalverloop tusschen het modulatorsysteem en het punt R — volgens het eerder gezegde — parabolisch zijn. Als het potentiaalverloop links van het modulatorsysteem door de tweede symmetrische helft van dezelfde parabool wordt gegeven, dan zal dus een vertraagd electron bij volgende reflecties het modulatorsysteem met gelijke tusschenpoozen $(l + {}^1/_2)T$ passeeren (zie verg. (3)), ondanks het feit, dat zijn energie telkens afneemt. De bedoelde parabool is bij de multireflectie-buis door de geknikte lijn van fig. 6 benaderd.

De versnelde electronen, dwz. de electronen waarvan de snelheid bij het verlaten van het modulatorsysteem grooter dan v_0 is, zullen daarentegen rechts van R doordringen. Dank zij deze omstandigheid kan men aan de eisch, dat de versnelde electronen alle een $T/2$ langere looptijd moeten hebben dan de vertraagde, eenvoudig voldoen door het potentiaalverloop rechts van R geschikt te kiezen: men laat de versnelde electronen rechts van R „wachten". Een potentiaalverloop, dat de versnelde electronen ongeveer op de gewenschte manier laat wachten en dat bij de multireflectiebuis is verwezenlijkt, is in fig. 6 weergegeven. De looptijd van een versneld electron in het remveld rechts van het modulatorsysteem is dan gelijk aan

$$(l + {}^1/_2)T + {}^1/_2T = (l + 1)T,$$

zoodat zulk een electron bij het passeeren van het modulatorsysteem na de eerste reflectie precies zooveel energie verliest als het bij het heengaan heeft opgenomen: het loopt dus de ruimte links van het modulatorsysteem met de snelheid v_0 binnen. Van dit oogenblik af zal het oorspronkelijk versnelde electron zich dus op precies dezelfde wijze gedragen als een oorspronkelijk vertraagd electron: het zal nl. bij de volgende reflecties nooit meer in het gebied rechts van R kunnen doordringen. Aan de hand van fig. 5 hebben wij gezien, dat na de eerste reflectie telkens één versneld en één vertraagd electron tegelijkertijd in het modulatorsysteem

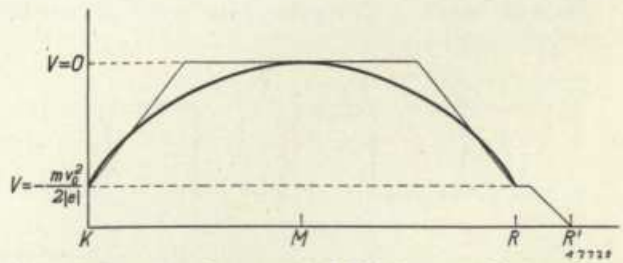


Fig. 6. Verloop van de potentiaal V links en rechts van het modulatorsysteem M in een multireflectie-buis; K kathode. De parabool wordt door de uit drie stukken bestaande, geknikte lijn benaderd. Het potentiaalverloop rechts van R (de kniklijn R-R') zorgt ervoor, dat de versnelde electronen een $T/2$ langere looptijd zullen hebben dan de vertraagde. Het potentiaalverschil tusschen M en K (of R), vermenigvuldigd met de lading e van het electron, is gelijk aan de kinetische energie $mv_0^2/2$ van een ongemoduleerd electron.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

terugkomen. Zulk een paar electronen zal dus in het vervolg steeds tegelijk het modulatorsysteem passeeren en dit beteekent dat de bij de eerste reflectie verkregen dichtheidsmodulatie — de vierkante sinus van fig. 5 — bij alle volgende reflecties inderdaad onveranderd blijft.

Wat voor een rendement moeten wij bij een multireflectie-buis op grond van de hierboven geschetste theorie verwachten? Het optimale remveld wordt bij een multireflectie-buis slechts benaderd. Na een zeker aantal slingeringen zullen dus ook in een multireflectie-buis de electronen uit fase geraken, of door andere oorzaken uit de bundel worden verwijderd. Dit uit fase geraken geschiedt in werkelijkheid vrijwel plotseling: men kan aantoonen, dat de electronen met een goed constante slingertijd oscilleeren totdat hun snelheid tot de helft is gedaald, dus hun energie tot een vierde. Daarna geven zij practisch geen energie meer af. Zonder speciale voorzorgen zouden zij zelfs kunnen beginnen, energie op te nemen. De in het modulatorsysteem geïnduceerde stroom ontstaat dus practisch — in overeenstemming met verg. (2a) — door superpositie van n stroomen, zooals *fig. 7* aanschouwelijk voorstelt; n hangt daarbij van de waarde van V_1/V_0 af.

Om het rendement te berekenen, merken wij op dat

$$\frac{nV_1}{V_0} = \frac{E' - E''}{E'}; \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

E'' is hier die waarde der kinetische energie van het electron waarbij het uit fase geraakt, en E' de oorspronkelijke kinetische energie. Daar $E''/E' = 1/4$ en $I_1 = i_1$ is, vinden wij voor het rendement door verg. (2) en (4) te combineeren:

$$\eta = {}^1/_2 \cdot \frac{i_1}{i_0} \cdot \left(1 - \frac{E''}{E'}\right) = {}^1/_2 \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \frac{3}{4} = 0{,}48.$$

Het blijkt echter dat sommige multireflectiebuizen rendementen tot 50% kunnen bereiken. Zelfs als de meetfout van de orde van 4% was, dan zou het resultaat nog verdacht zijn, omdat de kringverliezen en stralingsverliezen zeker niet verwaarloosbaar zijn. Wij zullen op dit verrassend effect aanstonds nog terugkomen.

Uitvoering van de multireflectie-buis

Aan de hand van de bovenstaande theoretische beschouwingen willen we nu een practische uitvoeringsvorm van de multireflectie-buis beschrijven. In de eerste plaats moet er een parabolisch veld zijn of iets wat daar veel op lijkt. Zooals we in het voorgaande reeds vermeldden, is het parabolische veld voor ons doel eenvoudig te benaderen door de combinatie van een aequipotentiaal veld met een veld van lineair afvallende potentiaal. Op een andere wijze uitgedrukt, beteekent dit de combinatie van

1) een veldvrije ruimte, waarin de vertraagde electronen een langere looptijd hebben dan de ongemoduleerde electronen, met
2) een lineair remveld, waarin ze een kortere looptijd hebben dan deze laatste.

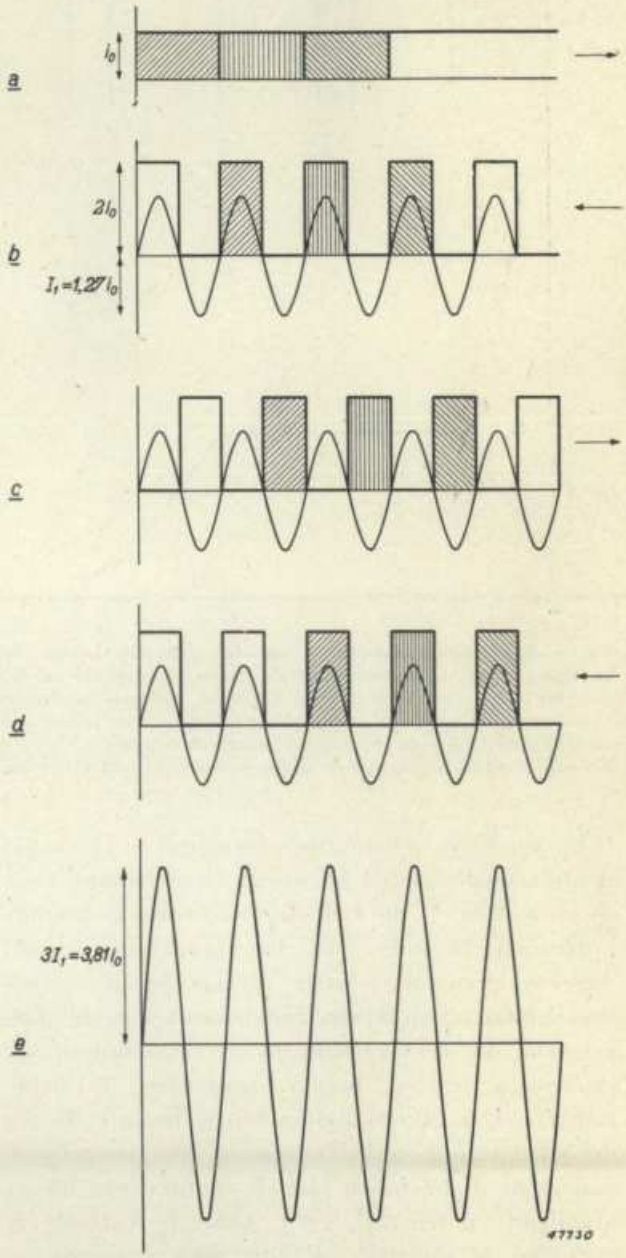


Fig. 7. Het ontstaan van de door de electronen geïnduceerde stroom. *a*) De in dichtheid ongemoduleerde stroom der electronen, die voor de eerste maal, van de kathode komende, het modulatorsysteem passeeren. Bij elke volgende doorgang der electronen in de eene of de andere richting (door pijltjes aangeduid) wordt tusschen de roosters een wisselstroom geïnduceerd. In *b*), *c*) en *d*) is telkens de grondcomponent van de geïnduceerde stroom als functie van de tijd voorgesteld. De som van deze stroomen, dwz. de grondcomponent van de totale geïnduceerde stroom, is in *e*) weergegeven. Gelijk gearceerde gebiedjes stellen dezelfde groep electronen voor.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Door een geschikte keuze van de afmetingen der beide ruimten is het mogelijk de twee effecten elkaar te laten compenseeren, zoodat we inderdaad een nagenoeg gelijke looptijd krijgen voor electronen van uiteenloopende snelheden, mits deze kleiner zijn dan de ongemoduleerde snelheid.

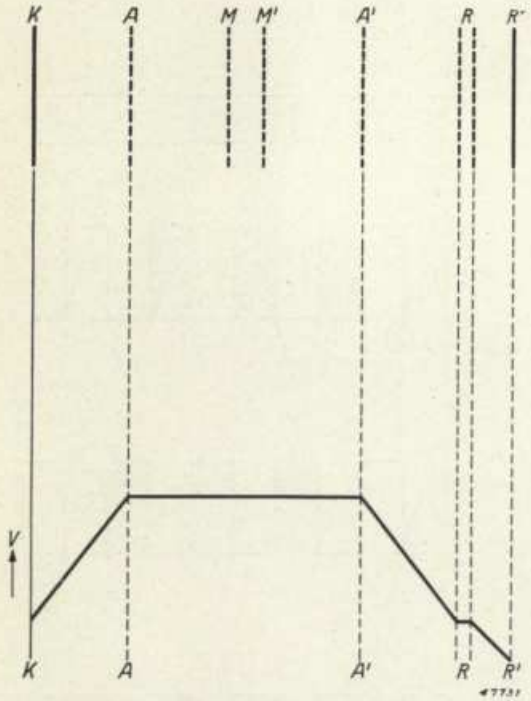


Fig. 8. *Boven:* principeschema van de multireflectie-buis. K kathode; A en A' roosters, die de anode vormen; M en M' roosters van het modulatorsysteem; R' reflectie-electrode; R roosters, die voor het gewenschte verloop van de potentiaal tusschen de anode en de reflectie-electrode zorgen.
Beneden: statisch potentiaalverloop in een multireflectie-buis.

In *fig. 8* is schematisch aangegeven hoe het modulatorsysteem $M\,M'$ wordt omgeven door twee roosters A en A', die zich electrostatisch op dezelfde potentiaal bevinden als het modulatorsysteem. Afgezien van de relatief geringe hoogfrequente wisselspanning op de electroden van het modulatorsysteem, die de vertragingen en versnellingen der electronen teweeg brengt, begrenzen de beide roosters A en A' een aequipotentiaalruimte, die wij de anoderuimte zullen noemen. Ter weerszijden van A en A' bevinden zich de ruimten van lineair afvallende potentiaal, resp. naar de kathode K en naar de electrode R, die zich eveneens op kathodepotentiaal bevindt. Een tweede punt van overweging is de wijze waarop we met eenvoudige middelen de „wachttijd" van $T/2$ der versnelde electronen willen bereiken. Ook hier levert de combinatie van een aequipotentiaalruimte met een veld van lineair afvallende potentiaal een oplossing. De electrode R is te dien einde als dubbelrooster uitgevoerd, terwijl achter R een tweede electrode R' is gemonteerd, die op een regelbare negatieve spanning wordt gebracht. De korte veldvrije ruimte tusschen de roosters van R geeft in combinatie met het daarbij aangepaste lineaire remveld tusschen R en R' de gewenschte min of meer constante wachttijd van $T/2$. De weinig versnelde electronen worden voornamelijk tusschen de roosters van R opgehouden, terwijl de sterk versnelde electronen betrekkelijk snel door het dubbelrooster heen schieten, maar daarentegen langer in de remruimte $R\,R'$ worden opgehouden.

De onderlinge afstanden der electroden worden bepaald door de keuze van de golflengte der op te wekken trillingen en van de tusschen het modulatorsysteem en de kathode aan te leggen spanning. De golflengte bepaalt nl. de trillingstijd T van de oscillaties, en de spanning, in combinatie met de bedoelde afstanden, bepaalt de looptijd t_0 der electronen voor een heen en weergaande beweging, terwijl aan de reeds eerder afgeleide betrekking (3)

$$t_0 = (l + {}^1/_2)\,T$$

moet worden voldaan.

In de schematische fig. 8 zijn verschillende electroden door roosters voorgesteld. Het voordeel van een rooster is een vrijwel constante potentiaal over de geheele doorsnede van de electronenbundel. Een nadeel is echter het opvangen van een deel der werkzame electronen, hetgeen bij de electroden met lage potentiaal meestal met secundaire emissie gepaard gaat, waardoor electronen met ongeoorloofde snelheden zich met de andere mengen. Bovendien gaat een belangrijk deel der energie verloren, dat, voornamelijk bij de electroden met een hooge potentiaal, de roosters tot gloeien en doorsmelten zou kunnen brengen.

Bij de practische uitvoering zijn de roosters vervangen door platen met ronde openingen. De theorie, zooals we die in het voorgaande ontwikkeld hebben, geldt dus eigenlijk alleen voor de randelectronen van de bundel. Voor de electronen in en nabij de as zijn de potentiaalverhoudingen en dus ook de looptijden eenigszins gewijzigd. Van de volledige mathematische behandeling zullen we in dit artikel afzien. Het blijkt dat voor de aselectronen niet aan de voorwaarde voldaan wordt van gelijke looptijden voor alle vertraagde en eenzelfde looptijd $+ {}^1/_2\,T$ voor alle versnelde electronen. Het mechanisme van het inhalen komt hier meer overeen met dat in de reflectie-inhaalbuizen met een lineair remveld. Tevens blijkt, dat de dichtheidsverdeeling van de as-electronen in de terugkeerende bundel in fase is met de dichtheids-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

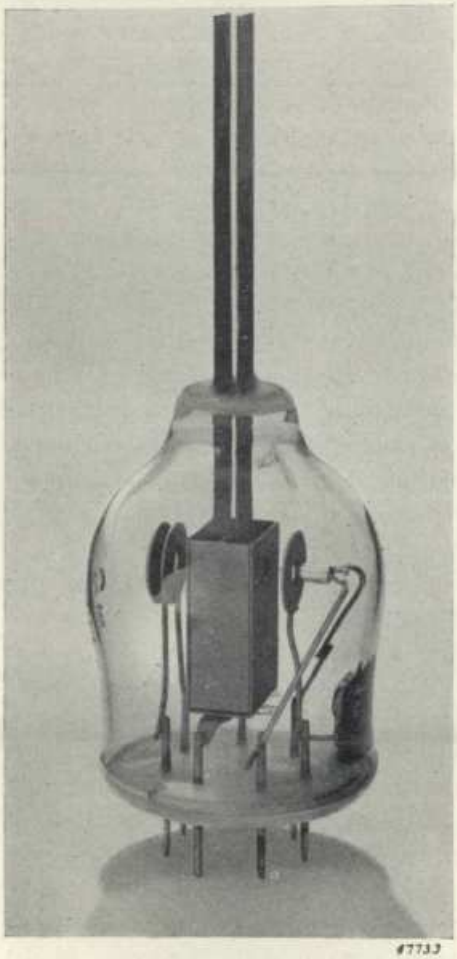
verdeeling der randelectronen, zoodat het vervangen der roosters door ronde openingen tenminste geen essentieele storingen teweegbrengt. Het is zelfs niet onmogelijk, dat de werking der as-electronen van overwegend belang is bij het aanloopen der hoogfrequente trillingen in het modulatorsysteem, terwijl de randelectronen pas van beteekenis worden bij de hoogere oscillatiespanningen en dus het rendement bepalen.

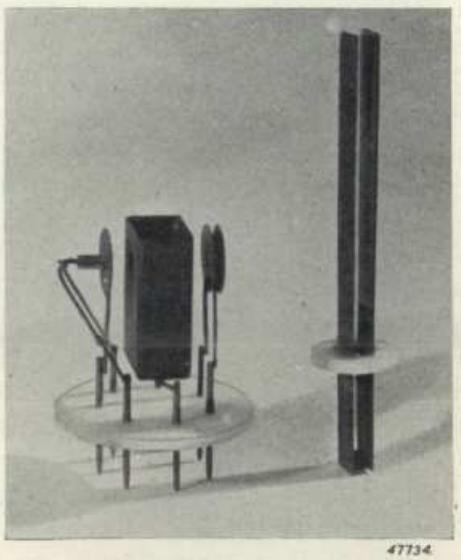
Fig. 9 stelt een multireflectie-buis en haar onderdeelen voor; rechts in de figuur is de uitvoering van de buis schematisch weergegeven. De kathode K is een indirect verhitte oxydkathode. Vóór de emitteerende platte zijde van de kathode is de doorboorde plaat r aangebracht, die zich op een ten opzichte van de kathode zwak negatieve potentiaal bevindt en die tot het regelen van de kathodestroom dient. Het anodesysteem A, dat het modulatorsysteem L omhult, is een rechthoekige, naar boven open doos met twee ronde gaten in tegenoverliggende zijvlakken om de electronenbundel door te laten. Het modulatorsysteem L bestaat uit twee metalen strippen, eveneens van gaten voorzien, die een Lechersysteem van een kwart golflengte vormen voor de op te wekken hoogfrequente trillingen.

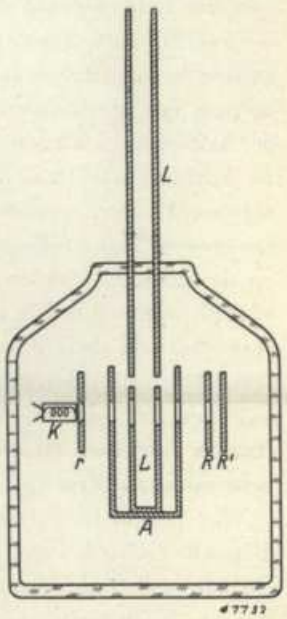
De platen R en R', waarvan de eerste doorboord is, vormen het reflectiesysteem. De plaat R bevindt zich op kathodepotentiaal en zou volgens de theorie als een dubbel rooster uitgevoerd moeten worden. De door het dubbele rooster ingesloten aequipotentiaalruimte moet in combinatie met het remveld tusschen R en R' het constante oponthoud van $T/2$ geven voor alle versnelde electronen. Willen we echter van elke vorm van rooster afzien en ons alleen met de randelectronen bemoeien, dan moeten we ervoor zorgen, dat de plaat R een bepaalde dikte heeft.

Op de manier, die in het voorgaande is beschreven, komt het Lechersysteem in trilling met een spanningsmaximum aan de uiteinden der strippen. Tegenover deze uiteinden zijn twee strippen van dezelfde breedte aangebracht, die de hoogfrequente energie capacitief afnemen en naar buiten afvoeren. Het doorvoeren van deze strippen door het glas geschiedt met behulp van de zg. poederglastechniek [5]).

[5]) Zie E. G. Dorgelo, Poederglas, Philips techn. T. 8, 2, 1946.







a) *b*) *c*)

Fig. 9. *a*) Een multireflectie-buis; de diameter van de glazen ballon bedraagt 55 mm. *b*) Onderdeelen. *c*) Schematische voorstelling van de multireflectie-buis uit (*a*): K indirect verhitte kathode; r regelelectrode; A anode; L Lechersysteem (modulatorsysteem); R en R' reflectie-electroden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Invloed van een focusseerend magneetveld op het rendement

Voor een goede werking van de multireflectie-buis moeten wij er voor zorgen, dat de electronen niet door de zijdelingsche krachten van de ruimtelading naar de electroden worden gedreven, alvorens zij het grootste gedeelte van hun hoogfrequente energie aan het modulatorsysteem hebben afgedragen. Te dien einde is een magnetisch veld in de richting van de electronenbundel aangebracht, waardoor divergentie van de bundel wordt tegengegaan. De sterkte van dit magneetveld zou op het eerste gezicht vrij willekeurig gekozen kunnen worden. In werkelijkheid is dit echter niet het geval. Het blijkt nl., dat het door de buis afgegeven vermogen voor bepaalde, kritische waarden van het magneetveld uitgesproken maxima heeft. Bij de bespreking van het rendement hebben wij reeds vermeld, dat dit voor sommige multireflectie-buizen grooter werd gevonden dan volgens de eenvoudige theorie, die zich immers om de eventueele invloed van het magneetveld niet bekommert, was te verwachten. Wij zullen zien dat de verklaring hiervan in nauw verband staat met de bedoelde kritische waarden van het magneetveld.

Wij doen het volgende experiment. Wij brengen het Lechersysteem buiten afstemming, zoodat de buis niet oscilleeren kan. Wordt nu de anodespanning aangelegd en de stroom tusschen de anode en de kathode gemeten zonder magneetveld, dan vinden we een bepaalde waarde. Bij inschakelen van het magneetveld daalt de stroom. Deze daling is daarbij het grootst voor de boven bedoelde kritische waarden van het magneetveld. Uit een meting van de magnetische veldsterkte blijkt, dat de kritische waarden juist diegene zijn, waarbij de kathode electronen-optisch op zichzelf wordt afgebeeld, dwz. waarbij de uit de kathode tredende electronen na reflectie weer punt-punts-gewijs op de kathode worden teruggebracht. De daardoor optredende verhoogde ruimtelading vóór de kathode is in staat de emissie van de kathode in belangrijke mate te verminderen, hetgeen de verklaring geeft van het feit, dat de waargenomen daling van de stroom voor de kritische waarden van het magneetveld maximaal is.

Wat geschiedt nu wanneer de buis bij zulk een kritische waarde van het magneetveld oscilleert? De aanvankelijk vertraagde electronen keeren door hun snelheidsverlies niet meer tot de kathode terug. De aanvankelijk versnelde electronen raken na reflectie hun overschot aan snelheid weer kwijt. Zij keeren dus wel naar de kathode terug, doch een nadere beschouwing leert, dat zij in verband met hun langere looptijd niet bij kunnen dragen tot de magnetische afbeelding van de kathode op zichzelf. Alleen de practisch niet gemoduleerde electronen komen geconcentreerd op de kathode terug en onderdrukken dan momenteel de kathodestroom. Dit beteekent, dat de emissie niet meer constant is, maar twee keer per periode tot bijna nul daalt. Men kan aantoonen, dat het optimale remveld dan hetzelfde blijft als voor de constante emissie. De verhouding i_1/i_0 wordt echter grooter en dientengevolge ook het rendement. Men behoeft zich dus niet te verbazen, dat het waargenomen rendement bij sommige multireflectie-buizen grooter is dan 48%, de waarde, die wij theoretisch hebben gevonden bij verwaarloozing van de rol van het magneetveld.

Practische gegevens over de multireflectie-buis

Het vermogen, dat een multireflectie-buis kan afgeven, wordt door twee factoren begrensd: de maximale dissipatie, die voor het anodesysteem toelaatbaar is, en de maximale kathodestroom, die de oxydkathode per cm² kan leveren zonder schadelijke gevolgen voor haar levensduur. Neemt men voor de anodespanning een waarde van 3000 volt, dan kan men het oppervlak van de kathode zoodanig kiezen, dat men met het optimale rendement juist aan de maximale dissipatie toe is. Voor het in fig. 9 afgebeelde type multireflectie-buis is het nuttige vermogen dan 15 tot 20 watt bij een golflengte van 12 cm.

De golflengte ligt voor elke multireflectie-buis vast tengevolge van het ingebouwde $\lambda/4$-Lechersysteem. Wil men echter een bepaald golflengtegebied hebben, dan staat de mogelijkheid open, het Lechersysteem door de glaswand uit te voeren en van buiten met een verschuifbare brug af te stemmen.

De beste resultaten worden bereikt, als de looptijd t_0 der vertraagde electronen voor een heen en teruggaande beweging van en naar het stuursysteem $3T/2$ of $5T/2$ bedraagt (dit beantwoordt dus aan $l = 1$ en $l = 2$ in verg. (3)). Bij dezelfde spanningen en hetzelfde magneetveld kan een multireflectie-buis dus op twee golflengten werken, bijv. 12 en 20 cm. Met een afstembaar Lechersysteem kunnen oscillaties op deze beide golflengten verwezenlijkt worden, waarbij men bovendien de golflengten in een gebied van eenige centimeters naar boven en beneden continu kan varieeren. In dit geval moet men echter de spanningen en het magneetveld telkens aanpassen.

De multireflectie-buis leent zich als zendbuis goed voor allerlei doeleinden in het gebied van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zeer korte golven. In het bijzonder kunnen grootere typen van de multireflectie-buis worden gebruikt voor het (capacitief) hoogfrequent verwarmen van bepaalde stoffen, die een sterke absorptie voor zeer korte golven vertoonen.

Behalve voor dit gewone continu bedrijf kan de multireflectie-buis ook voor impuls-bedrijf geschikt gemaakt worden, dwz. voor de uitzending van korte golftreinen van groote intensiteit. In dit geval moet men de onderlinge afstanden der electroden aanpassen bij de in het algemeen veel hoogere waarden der anodespanning, die men bij impuls-bedrijf gebruikt.

De multireflectie-buis kan ook in ontvangapparaten volgens het superheterodyne-principe toepassing vinden als plaatselijke oscillator. Daar in ontvangers het vermogen geen groote rol speelt, is het van voordeel het magneetveld weg te laten, waardoor weliswaar het rendement belangrijk daalt (tot ongeveer 4-5%), doch de opstelling eenvoudiger wordt.

WOONKAMERVERLICHTING MET BUISVORMIGE FLUORESCENTIELAMPEN

door L. C. KALFF en J. VOOGD.

628.972.6.033

Door het hooge lichtrendement der buisvormige fluorescentielampen (meer dan 40 lumen per watt, tegenover hoogstens 15 lm/W bij de gloeilamp), alsmede door hun goede kleurweergave, zijn deze lampen ook voor toepassing in de woonkamer alleszins geschikt. De groote lichtstroom die men dan voor een bepaald electriciteitsverbruik verkrijgt, maakt het mogelijk, een meer algemeene verlichting van het woonvertrek te bewerkstelligen, in tegenstelling met de plaatselijke verlichting, waaraan men bij de gloeilamp gewend is. Zoodoende komt er een veel grooter oppervlak van de kamer voor de verschillende bezigheden van de bewoners — lezen, schrijven, verstellen enz. — in aanmerking. Tevens kan, door het aanbrengen der buisvormige lampen tegen plafond en wanden in plaats van midden in de ruimte, het geheele aspect van de woonruimte ruimer en vrijer worden. Er wordt in dit artikel een lans gebroken voor het gebruikmaken van deze mogelijkheden. Aan een uitgevoerd voorbeeld, met een totaal verbruik van 150 tot 200 W, waarbij een in het plafond ingebouwd armatuur en een koof werden gebruikt, zijn een reeks metingen verricht; de merites van verschillende mogelijke lichtverdeelingen worden aan de hand van isoluxdiagrammen besproken.

De kunstmatige verlichting stelt ons in staat om ook in de donkere maanden van het jaar de avonduren in meerdere of mindere mate volgens eigen wenschen te gebruiken. De verlichting van de woning en vooral van de woonkamer is derhalve steeds van essentieele beteekenis geweest zoowel voor het practische als voor het cultureele leven. Het is daarom begrijpelijk, dat men in de loop der tijden telkens een gretig gebruik heeft gemaakt van nieuwe technische mogelijkheden voor een betere binnenhuisverlichting. Door de opeenvolging van olielamp en kaars, petroleumlamp, gasgloeilicht en electrisch gloeilicht worden de belangrijkste stappen in deze ontwikkeling gemarkeerd.

De gasontladingslampen, die in de laatste tientallen jaren werden ontwikkeld en waarvan met name de natrium- en kwikdamplampen o.a. wegens hun hooge lichtrendement vele en uiteenloopende toepassingen konden vinden, leenden zich aanvankelijk niet voor gebruik in de woonkamer. Voor dat doel liet de kleurweergave door deze lampen te veel te wenschen over. Door de toepassing van fluoresceerende stoffen werden echter nieuwe mogelijkheden geopend. Men kwam tot de bekende buisvormige fluorescentielampen, die een lichtrendement van ongeveer 40 lumen/watt hebben en waarbij men de spectrale samenstelling der straling vrijwel geheel naar wensch kan kiezen door een geschikte samenstelling van de fluoresceerende laag [1]). Hierdoor kon dus wat betreft de kleurweergave een belangrijke stap vooruit worden gedaan. Zelfs was het mogelijk om de moderne gloeilamp in dit opzicht te overtreffen. Terwijl nl. de kleurweergave door de gloeilamp in het blauwe en blauwgroene deel van het spectrum gebrekkig moet worden genoemd, kan met de buisvormige fluorescentielamp ook in

[1]) A. A. Kruithof, Buisvormige luminescentielampen voor algemeene verlichtingsdoeleinden, Philips techn. T. 6, 65, 1941. — Daar de term „luminescentie" aanleiding kan geven tot misverstand, spreken we beter van „fluorescentielampen".

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze spectrale gebieden een zeer goede kleurweergave worden verkregen.

Men is dus nu in staat om ook voor de woonkamerverlichting profijt te trekken van het reeds genoemde hooge lichtrendement van de buisvormige fluorescentielamp.

Bij de voorafgegane ontwikkeling van olielamp en kaars via petroleumlamp en gasgloeilicht naar electrisch gloeilicht heeft men zich er telkens toe bepaald om van de nieuw geboden mogelijkheid van „meer en gemakkelijker licht" gebruik te maken, zonder het systeem van verlichting ingrijpend te wijzigen. Het komt ons voor, dat dit met de invoering der buisvormige fluorescentielamp anders zal kunnen gaan: de sprong in rendement, van de 15 lm/W voor de moderne gloeilamp tot de 40 lm/W voor de buisvormige fluorescentielamp, is zoo groot, dat thans een geheel ander systeem van woonkamerverlichting in overweging kan worden genomen. In dit artikel willen wij op grond van opgedane ervaringen hieromtrent enkele gezichtspunten naar voren brengen en op enkele mogelijkheden nader ingaan.

Plaatselijke en algemeene verlichting

Wanneer men opmerkzaam en onbevangen in allerlei woonkamers rondkijkt, komt men al gauw tot de ontdekking, dat er met de huidige gloeilampenverlichting gewoonlijk een groot deel van de ruimte en bewegingsvrijheid in het vertrek verloren gaat. Een centraal op ooghoogte hangende lampekap en één of meer bijzetlampen — ziedaar de veelal volumineuze attributen van het gebruikelijke verlichtingssysteem. Het hiermee verkregen resultaat is in de meeste gevallen een plaatselijke verlichting, die wellicht sterker maar niet principieel anders is dan die uit de tijden van kaars en petroleumlamp.

Door deze plaatselijke verlichting ontstaat een sfeer van omslotenheid, die door velen als een essentieel element van de avondstemming wordt beschouwd en gewaardeerd. Daartegenover staan anderen, die het betreuren, dat des avonds het effect van hun met zorg ingericht interieur tengevolge van onvoldoende algemeene verlichting grootendeels verloren gaat, die de armaturen op ooghoogte als een verstoring van de ruimtelijke indruk van het vertrek voelen, of die het systeem van plaatselijke verlichting als een hinderlijke beperking van de gebruiksmogelijkheden van de kamer beschouwen. Dit laatste gezichtspunt zal vooral van beteekenis zijn, wanneer verscheidene huisgenooten tegelijk in de woonkamer voor hun bezigheden een verlichtingsniveau van 100 à 200 lux noodig hebben, hetgeen bij de plaatselijke verlichting slechts op een zeer beperkt deel van het kameroppervlak verkrijgbaar is.

Zoowel op aesthetische als op practische gronden is dus de behoefte aan een goede algemeene verlichting van het woonvertrek bij velen aanwezig. De vraag ligt voor de hand, waarom dan een dergelijke algemeene verlichting slechts bij hooge uitzondering wordt toegepast.

Om een inzicht hierin te krijgen, gaan we uit van het feit, dat in de meeste landen gewoonlijk niet meer dan 150 watt electrisch vermogen voor de woonkamerverlichting wordt gebruikt — een grens, die o.a. bepaald wordt door de kosten van de electrische energie in verhouding tot het welvaartspeil der bevolking. Met deze 150 W beschikt men bij gebruik van gloeilampen over een lichtstrom van op zijn gunstigst 2200 lumen. Stel nu, dat hiermee een woonkamer van normale afmetingen, bijv. 4×5 m² moet worden verlicht. Wij beschouwen speciaal de verlichting op het „werkvlak", d.i. een vlak, dat wij ons op tafelhoogte boven het geheele grondvlak van de kamer aangebracht denken. Bij laag boven dit werkvlak aangebrachte armaturen kan men rekenen op een verlichtingsrendement van 0,5, zoodat in het genoemde geval 1100 lumen op het werkvlak ter beschikking zijn. De verlichting zal daarbij ongeveer zoo worden ingericht, dat een oppervlak van minstens $2^1/_2$ m² onder de centraal gehangen lamp een gemiddelde verlichtingssterkte van 200 lux verkrijgt, terwijl elders in de kamer onder een bijzetlamp nog ongeveer 1 m² eenzelfde verlichtingssterkte krijgt. Voor de overblijvende $16^1/_2$ m² van het werkvlak mag men dan nog slechts op $1100 - (200 \times 3^1/_2) = 400$ lumen rekenen. Het grootste gedeelte van de kamer heeft dus op tafelhoogte een verlichtingssterkte van minder dan 25 lux. De wanden komen er daarbij niet beter af. Met recht moet hier dus van een „plaatselijke" verlichting worden gesproken.

Welke lichtstroom zou dan wel moeten worden toegepast om tot een bruikbaar systeem van algemeene verlichting te kunnen komen?

Voor een dergelijk systeem zal men o.a. uit lichttechnische overwegingen overgaan tot hoog, eventueel zelfs tegen het plafond aangebrachte armaturen. Zoodoende kan men gemakkelijker een gelijkmatige verlichting van het werkvlak en een sterkere verlichting van de wanden bereiken. Dit sluit weliswaar in, dat het verlichtingsrendement in het algemeen lager zal zijn; men kan rekenen op een waarde van 0,33. De op het werkvlak beschikbare lichtstroom zal dus ongeveer een derde deel van de totale toegepaste lichtstroom bedragen. We

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

willen nu onderstellen, dat wederom op $3^1/_2$ m² van het werkvlak een verlichtingsniveau van 200 lux moet worden verkregen en dat voor de overige $16^1/_2$ m² een gemiddelde verlichtingssterkte van 80 lux wordt gewenscht. Men heeft dan nog wel geen verlichting, waarbij op elke plaats in de kamer werk kan worden gedaan, dat sterke inspanning van de oogen vergt. Maar de bruikbaarheid van het vertrek zal ten opzichte van het eerst beschouwde geval toch al zeer sterk zijn toegenomen. Met deze minimum eischen voor een algemeene verlichting komen we tot een lichtstroom van rond 2000 lumen op het werkvlak, d.i. volgens het bovenstaande 6000 lumen in totaal.

Behalve de verhoogde bruikbaarheid van de kamer valt bij deze verlichting ook te noteeren het verdwijnen van de armaturen op ooghoogte en de goede verlichting van de wanden — voordeelen, waarvan hierboven reeds werd betoogd, dat zij zullen bijdragen om voor velen het toepassen van een algemeene verlichting aantrekkelijk te maken.

De overgang van de 2200 lumen voor de plaatselijke tot de 6000 lumen voor de algemeene verlichting beteekent, dat de gebruiker, zoolang hij alleen de beschikking had over de gloeilamp, zijn kosten voor verlichting aanzienlijk moest verhoogen. Dit is klaarblijkelijk de reden, waarom het groote publiek de stap van plaatselijke naar algemeene verlichting nooit heeft gedaan. Het is nu aannemelijk dat de ontwikkeling van de buisvormige fluorescentielamp hierin verandering zal kunnen brengen. Wegens het veel hoogere lichtrendement dezer lampen zal de overgang van 2200 lumen gloeilampenlicht tot 6000 lumen fluorescentielampenlicht op den duur een veel geringere verhooging van de kosten kunnen meebrengen. De practische en aesthetische voordeelen van de algemeene verlichting zullen dan sterker worden gevoeld en ook zal men zich dan de voordeelen van het fluorescentielampenlicht ten aanzien van de kleurweergave niet gaarne laten ontgaan.

Deze overwegingen gaven ons aanleiding om de eventueele practische uitvoering van een algemeene verlichting met buisvormige fluorescentielampen wat nader onder oogen te zien. We laten hier een kort verslag van de verkregen resultaten volgen.

Eenige experimenten over de verlichting met buisvormige fluorescentielampen

In de naam komt reeds tot uitdrukking, dat men de buisvormige fluorescentielamp geenszins meer als een puntvormige lichtbron mag opvatten, zooals bij de gloeilamp nog het geval is. Voor de orienteering der lampen in een kamer komt er daardoor een nieuw gezichtspunt bij, dat men bij afzonderlijke gloeilampen niet kent, nl. het evenwijdig liggen der lampen aan lijnen of vlakken in de kamer. In de practijk beteekent dit, dat de langgerekte lampen zich er speciaal voor leenen om tegen de wanden of het plafond te worden aangebracht, hetgeen juist goed strookt met het bovengeschetste systeem van algemeene verlichting. Ook als men de buisvormige lampen in armaturen plaatst — hetgeen men, ondanks de betrekkelijk geringe helderheid dezer lampen, in de woonkamer toch zal moeten doen — blijft dit tot op zekere hoogte van kracht.

Voor de practische uitvoering doet zich dan de verdere vraag voor, hoe men de lichtbronnen, die de totale lichtstroom moeten leveren, over de kamer zal verdeelen. De 6000 lumen, die hierboven als minimum vereischte voor een algemeene verlichting werden afgeleid, beantwoorden bij de fluorescentielampen aan een vermogen van ongeveer 150 W, dat is dus juist weer het vermogen, dat hierboven voor de thans gebruikelijke gloeilampenverlichting als basis werd beschouwd. Waar thans

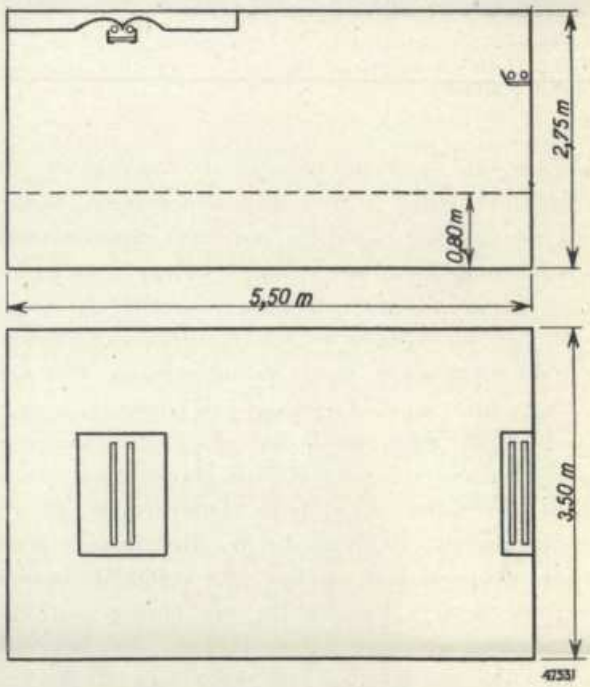


Fig. 1. Doorsnede en plattegrond van de proefkamer met de twee daarin aangebrachte armaturen: een armatuur, ingebouwd in het plafond (dat in de eene kamerhelft iets verlaagd was), en een koof aan de smalle wand van de kamer.

fluorescentielampen in eenheden van ongeveer 40 W netto vermogen ter beschikking staan, zal men voor de totale gewenschte lichtstroom drie of eventueel vier eenheden gebruiken.

Om een indruk te geven, welke verdeeling van de verlichtingssterkte in de kamer men kan ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 2. Helft van de proefkamer met het armatuur, ingebouwd in het plafond.

krijgen, als men de benoodigde lampen op verschillende wijzen in de kamer onderbrengt, hebben wij een aantal metingen aan een experimenteele verlichtings-installatie gedaan. In een proefkamer, met een grondvlak van $5{,}5 \times 3{,}5\ m^2$ en een hoogte van 2,75 m, werden twee armaturen aangebracht, op de wijze als in *fig. 1* is aangegeven. Het eene armatuur is een koof, gemonteerd boven een venster in de smalle zijde van de kamer en van onderen afgesloten door een gematteerde glazen plaat. In de koof bevinden zich twee buisvormige fluorescentielampen, elk van 40 W. Het andere armatuur is opgenomen in het iets verlaagde plafond van de andere kamerhelft, het bestaat uit twee mat-witte, gebogen oppervlakken, die het licht van twee buislampen, elk weer van 40 W, naar het vertrek reflecteeren. Ook dit armatuur is van onderen afgesloten door een verstrooiende glasplaat. (Bij de practische uitvoering van een dergelijk armatuur zal men deze horizontale plaat wellicht liever vervangen door verticale diffuseerende schotjes, zg. louvres, waarbij men het achteruitgaan van de verlichting door vervuiling grootendeels vermijdt.)

Fig. 2 en *3* geven foto's van de kamer met de beide armaturen weer, waarbij men ook een indruk krijgt van de mogelijkheden van een dergelijke verlichting, wat het algemeene aspect van de kamer betreft.

Door een verschillend aantal lampen in elk armatuur te ontsteken, werden verschillende lichtverdeelingen in de kamer verkregen. De horizontale verlichtingssterkte op tafelhoogte werd op een groot aantal punten gemeten en de resultaten werden samengevat in diagrammen van isolux-lijnen. De diagrammen gelden voor het geval, dat de lampen precies 200 Dlm geven; in de practijk heeft men met iets afwijkende lichtstroomwaarden te maken. In *fig. 4 a-d* is telkens het grondvlak van de proefkamer met een dergelijk stel isolux-lijnen weergegeven, achtereenvolgens voor de gevallen 2+0, 2+1, 1+2 en 2+2, waarbij het eerste cijfer slaat op het aantal brandende lampen in het plafondarmatuur, het tweede cijfer op dat in de koof. In het eerste geval (2+0) krijgt een groot deel van de kamer nog minder dan 25 lux. Het tweede geval (2+1) vertoont al een zeer bruikbare verdeeling, waarbij nergens minder dan 50 lux wordt verkregen en op een oppervlak van $2{,}5\ m^2$ meer dan 200 lux, op $11{,}3\ m^2$ meer dan 100 lux. In het derde geval

Fig. 3. Andere helft van de proefkamer, met koof boven het venster.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

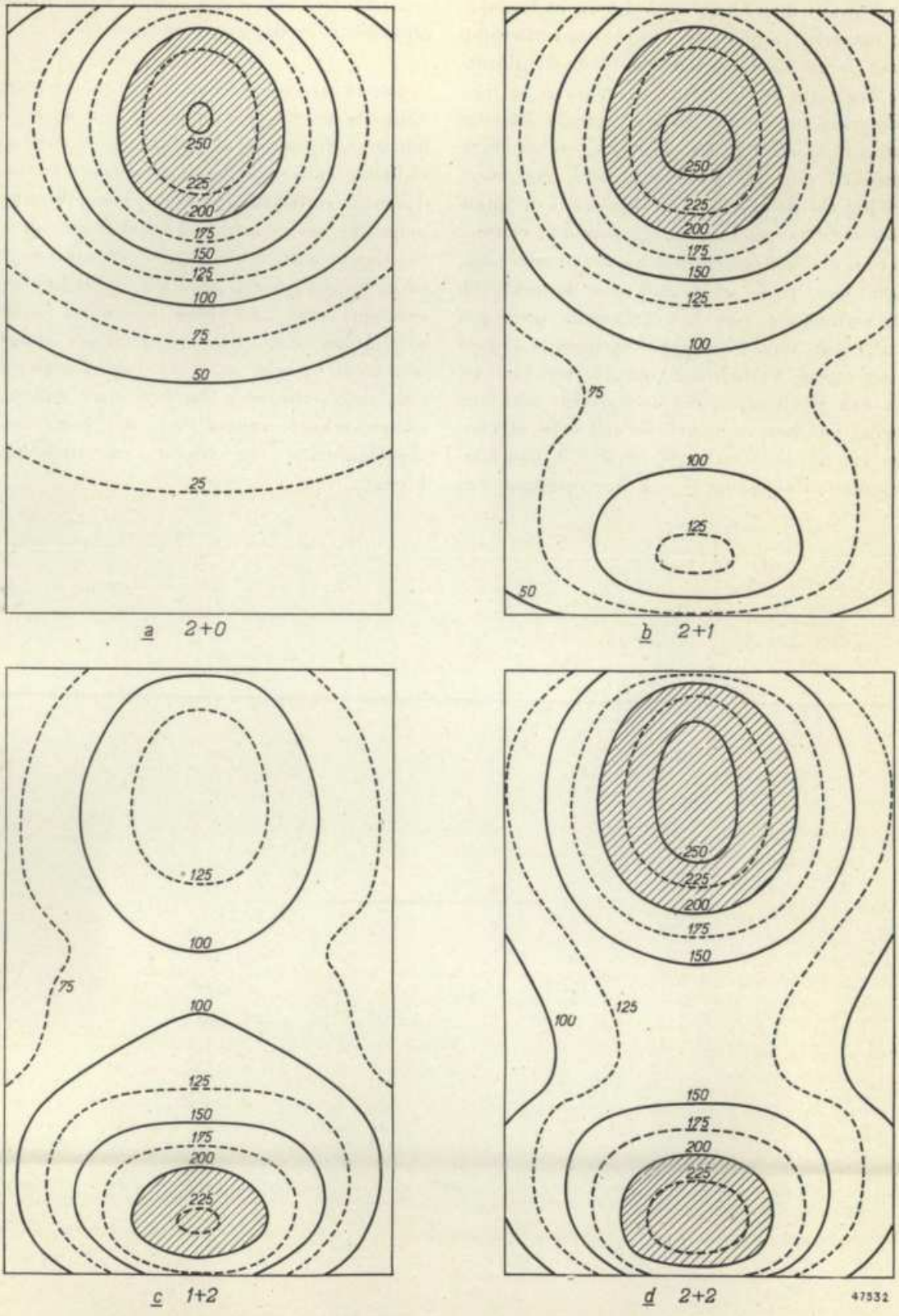


Fig. 4*a-d*. Verschillende verlichtingsverdeelingen in de proefkamer, verkregen met verschillende combinaties van de lampen in plafondarmatuur en koof. Elke figuur geeft een plattegrond van de kamer met isoluxlijnen van de verlichting op het werkvlak. De getallen geven de verlichtingssterkte in lux aan. De oppervlakken, die meer dan 200 lux verkrijgen, zijn gearceerd. *a*) slaat op het geval 2+0 (2 lampen brandende in het plafondarmatuur, 0 in de koof), de verdere figuren, zooals aangegeven, op de gevallen 2+1, 1+2 en 2+2.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(1+2) is de algemeene verlichting van de kamer nog beter, want men komt vrijwel nergens beneden 75 lux; maar het oppervlak met de topverlichting (200 lux) is nu wat ongewenscht klein, nl. slechts 0,9 m². Tenslotte het geval 2+2, waarvan het isoluxen-diagram haast voor zichzelf spreekt; nergens heeft men hier minder dan 100 lux, en er staan twee plekken van 3,0 m² resp. 1,1 m² met meer dan 200 lux ter beschikking. Weliswaar is de totale gebruikte lichtstroom hier iets grooter dan vooropgesteld was, nl. 8000 lumen. Toch is het opmerkelijk, dat men hier reeds met zulk een betrekkelijk geringe verhooging van het geraamde vermogen tot een (naar onze huidige begrippen) vrijwel ideale algemeene verlichting komt, terwijl men bij gebruik van gloeilampen dit doel slechts door een verhooging van het vermogen tot het drie- of viervoudige van het basisverbruik van 150 W had kunnen bereiken. Bovendien is ook het resultaat van de verlichting 2+1 (fig. 4*b*), waarbij het electriciteitsbudget zeker niet wordt overschreden, reeds alleszins bevredigend te noemen.

Samenvattend meenen wij te mogen zeggen, dat dank zij het hooge rendement van de buisvormige fluorescentielampen niet alleen een verbetering maar wellicht een werkelijke vernieuwing van ons hedendaagsch verlichtingssysteem voor de woonkamer mogelijk zal worden. Vooral voor de kleinere woningen, waar een intensief gebruik van de woonruimte moet worden gemaakt, is het hier geschetste systeem, met zijn hoog algemeen verlichtingsniveau en met zijn onopvallend aangebrachte ornamenten, zeer aantrekkelijk. Lampenfabrikanten, lichtarchitecten en bewoners zullen moeten samenwerken, indien zij de hier aangestipte mogelijkheden tot verdere ontwikkeling willen brengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN SPANNINGSSTABILISEERBUIS VOOR ZEER CONSTANTE SPANNING

door T. JURRIAANSE.

621.316.722.1:621.384.5

Glimontladingsbuizen kunnen zoodanig geconstrueerd worden, dat de brandspanning in een vrij breed stroomgebied van de stroomsterkte onafhankelijk is. Daarom kunnen zij voor de stabilisatie van spanning worden gebruikt. Echter hebben zelfs de beste stabiliseerbuizen, die tegenwoordig verkrijgbaar zijn, tweeërlei bezwaren. In de eerste plaats zijn zij niet goed reproduceerbaar: de brandspanning, dwz. de stabilisatiespanning, varieert aanzienlijk voor verschillende exemplaren van hetzelfde buistype; de spreiding bedraagt 10 à 15 volt bij een nominale spanning van bijv. 100 volt. In de tweede plaats verloopt de brandspanning met de tijd: een variatie van 10 à 15 volt tijdens de levensduur van de buis komt veelvuldig voor. Door Philips zijn thans stabiliseerbuizen uitgewerkt, waarvoor beide genoemde bezwaren practisch niet meer gelden: de variatie van de brandspanning bedraagt hier voor verschillende exemplaren ten hoogste enkele volts; het verloop in de tijd ten hoogste $^1/_2$ volt per 1000 branduren. Deze groote vooruitgang is bereikt door een zorgvuldig geprepareerde molybdenium-kathode te gebruiken en door op de wand van de buis een dikke molybdeniumlaag door verstuiving aan te brengen. Bij de nieuwe stabiliseerbuis is ook de invloed van de temperatuur der omgeving op de spanning gering. Dit temperatuureffect, dat bij andere stabiliseerbuizen door bovengenoemde groote brandspanningsvariaties volkomen werd overschaduwd, wordt aan het eind van het artikel nader besproken.

Dikwijls komt het voor dat men in een electrisch apparaat een gelijkspanning wenscht te hebben, welke onafhankelijk is van variaties van de voedingsspanning. Een roosterspanning van een versterkerbuis moet bijvoorbeeld zeer constant zijn, daar veranderingen hierin een variatie van de versterking kunnen veroorzaken. Ook kan het voorkomen dat men de spanningsrimpel, die men bij de gelijkrichting van wisselspanning overhoudt, wil afvlakken.

Deze stabilisatie van de spanning kan op eenvoudige wijze worden bereikt door middel van gasontladingsbuizen [1]). Speciaal de glimontlading leent zich zeer goed voor die doeleinden, zooals uit het volgende moge blijken.

Een glimontlading ontstaat tusschen twee electroden in een atmosfeer van bijv. een edelgas, met drukken van 0,5 tot 40 mm kwik, wanneer de kathode koud is en dus thermisch geen electronen emitteert. Bij spanningen van 100 à 200 volt ziet men bij de kathode een lichtgevende zoom — het glimlicht —, die van deze kathode gescheiden is door een donkere laag, de zg. donkere ruimte van Crookes. Indien de stroom door de buis gering is, wordt het kathodeoppervlak niet geheel door het glimlicht bedekt, doch dit ligt als een begrensde vlek op de kathode. Wordt de stroom vergroot, dan breidt deze vlek zich uit, waarbij zoowel de stroomdichtheid, die van de orde van 1 mA/cm² is, als de spanning op de buis constant blijven totdat het glimlicht het kathodeoppervlak geheel bedekt. In dit stroomgebied heeft men te maken met de zg. normale glimontlading (vgl. *fig. 1*). Is de geheele kathode met glimlicht bedekt, dan wordt de glimstroomdichtheid bij verdere vergrooting van de stroom noodgedwongen grooter, waarbij de spanning over de buis eveneens toeneemt. Dit is dan het gebied van de anomale glimontlading.

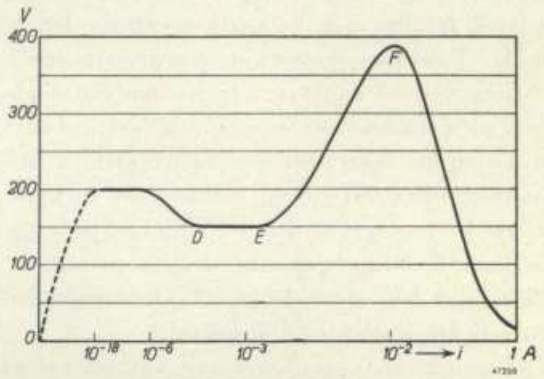


Fig. 1. De spanning V op een gasontladingsbuis als functie van de stroomsterkte i (schematisch voorgesteld). Enkele stroomwaarden zijn, hoewel niet op schaal, vermeld, om aan te geven, bij welke orde van grootte van de stroom een bepaald ontladingstype optreedt. Links van D bevindt zich het gebied, waarin de doorslag plaats heeft. Het gebied tusschen D en E beantwoordt aan de „normale glimontlading". Rechts van E is de glimontlading anomaal. Rechts van F is het gebied van boogontlading.

In het gebied van de normale glimontlading is dus de spanning op de glimontladingsbuis onafhankelijk van de stroomsterkte. Hierop berust de mogelijkheid, om een glimontladingsbuis voor stabilisatie van een spanning te gebruiken.

[1]) Een andere stabilisatiemethode is beschreven in Philips techn. T. 6, 54, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het potentiaalverloop tusschen de electroden van de buis is niet lineair. In *fig. 2* ziet men, dat de spanningsval hoofdzakelijk vlak bij de kathode zetelt, men noemt deze de kathodeval. De afstand waarover deze spanning staat, komt vrijwel

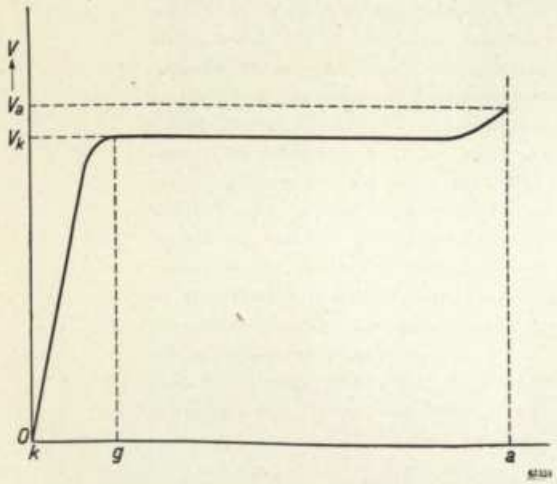


Fig. 2. De spanningsverdeeling tusschen de kathode en de anode van een glimontladingsbuis. V_k is de kathodeval; V_a is de spanning van de anode ten opzichte van de kathode, dus de brandspanning; $V_a - V_k$ is de anodeval. Bij k, a en g bevinden zich resp. de kathode, de anode en de grens tusschen de donkere ruimte van Crookes en de glimzoom.

overeen met de dikte van de donkere ruimte van Crookes. Soms is er nog een spanningsval vlak bij de anode, welke de anodeval genoemd wordt en als een lichtend huidje of bolletje op de anode zichtbaar is. Deze spanning bedraagt 10 à 20 volt, dus veel minder dan de kathodeval, die 100 à 200 volt is. Tusschen deze twee vervalsgebieden is de spanning vrijwel constant. In het onderstaande zal steeds over buizen zonder anodeval gesproken worden, tenzij het tegendeel speciaal vermeld is, zoodat de gemeten brandspanning gelijk is aan de kathodeval. De kathodeval is dus voor de bedoelde buizen gelijk aan de brandspanning. Indien de buis in het gebied van het normale glimlicht brandt, noemt men ook de kathodeval normaal.

De waarde V_n van de normale kathodeval wordt bepaald door het materiaal van de kathode en de aard van het gas. *Tabel I* geeft een overzicht van

Tabel I.

De normale kathodeval V_n (in volt) voor verschillende combinaties van gassen en kathodematerialen.

	neon	argon	stikstof
barium	—	95	155
grafiet	200	—	—
ijzer	150	165	215
kalium	70	65	170
molybdenium	115	—	—
nikkel	140	130	195

eenige waarden van deze spanning, zooals deze in de literatuur worden opgegeven voor verschillende combinaties van gassen en kathodematerialen.

De glimontladingsbuis als spanningsstabiliseerbuis

Voor stabilisatiedoeleinden wordt de ontladingsbuis via een voorschakelweerstand aan de spanningsbron aangesloten (zie *fig. 3*). Over de glimbuis wordt de belasting geschakeld, die hier als een weerstand is geteekend. Het essentieele is dat een spanningsvariatie van de spanningsbron geheel in de voorschakelweerstand wordt opgenomen, daar de variatie van de stroom door de buis geen verandering van de brandspanning veroorzaakt. De belasting ondervindt dus geen spanningswisselingen.

De voorschakelweerstand en de belasting zullen meestal zoo gekozen zijn, dat bij de gemiddelde waarde van de spanning van de spanningsbron de glimbuis een stroom voert, waarbij het glimlicht de kathode half bedekt, zoodat de variaties van de stroom door de buis naar beide richtingen maximaal kunnen zijn.

Nu zal in de practijk het kathodeoppervlak niet overal physisch gelijkwaardig zijn. Zeer geringe verontreinigingen van het oppervlak hebben een groote invloed op V_n, zoodat de waarden van tabel I slechts een globale indruk geven. In de literatuur is een spreiding van 30 volt in de opgaven geen zeldzaamheid. De bedoelde verontreinigingen hebben ten gevolge dat de verschillende deelen der kathode een verschillende normale kathodeval hebben.

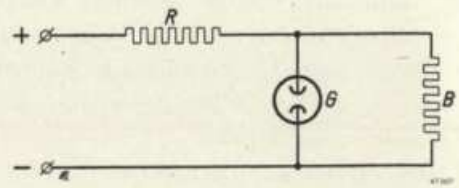


Fig. 3. Het schakelschema van een spanningsstabiliseerbuis. G glimontladingsbuis, R voorschakelweerstand, B belasting.

Stroomveranderingen veroorzaken in dat geval wel degelijk spanningsveranderingen. De differentiaalweerstand dV/di, ook wel inwendige weerstand, R_i, van de buis genoemd, zal dan van nul verschillend zijn, daar het glimlicht eerst die plaatsen van de kathode zal uitzoeken, waar V_n het laagst is. De kwaliteit van de buis is des te hooger, naarmate de inwendige weerstand geringer is. Het is dus duidelijk dat eenige zorg aan het oppervlak van de kathode besteed moet worden.

Ook de positie van de electroden ten opzichte van de wand en van elkaar kan invloed hebben op V_n en dientengevolge R_i. In het bijzonder zullen V_n en R_i een verhooging ondergaan, indien de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

glaswand zich in de onmiddellijke omgeving van het glimlicht bevindt. Dit wordt veroorzaakt, doordat aan deze wand de positieve en negatieve ladingdragers kunnen recombineeren.

Voor veel doeleinden is het gelukt bevredigende waarden van R_i te verkrijgen en een aantal buistypen voor diverse stroomgebieden en spanningen worden door Philips reeds jaren gefabriceerd. De verschillende spanningen worden verkregen door van verschillende combinaties van gassen en kathodematerialen gebruik te maken (tabel I). Sommige typen voor 100 volt hebben een ijzeren kathode, bedekt met barium, in combinatie met een edelgasmengsel, hetwelk meestal neon met eenige tienden procenten argon bevat. Door deze geringe hoeveelheid argon wordt de vrij hooge doorslagspanning van zuiver neon tot een practische, dicht bij de brandspanning liggende waarde verlaagd. Andere buizen voor 100 volt hebben een kathode van ijzer, bedekt met magnesium, en een gasvulling van een ander neon-argon mengsel.

Een zeer lage inwendige weerstand is bij het type 100 *E* 1 verkregen door niet alleen de kathode zorgvuldig te prepareeren, doch ook de geometrische opstelling der electroden zoo gunstig mogelijk te kiezen. De buis heeft drie concentrische cylinders met eenige millimeters tusschenruimte waarin de ontlading plaats heeft. De buitenste en binnenste cylinders zijn anode, de middelste kathode, zoodat beide zijden van het oppervlak door glimlicht bedekt kunnen worden, en wel tot een maximale stroom van 200 mA. Het glimlicht brandt dus, hoe klein of groot zijn uitgebreidheid ook is, steeds onder geometrisch vrijwel gelijkwaardige omstandigheden, terwijl de bovengenoemde recombinatie van de ionen aan de wand uitgesloten is.

De spanningsstabiliseerbuis voor zeer constante spanning

Uit het bovenstaande blijkt, dat het al lang mogelijk was om glimontladingsbuizen met geringe inwendige weerstand te maken. Voor vele toepassingen is het echter een bezwaar, dat de brandspanning van verschillende buizen van eenzelfde type sterk uiteenloopt en dat de brandspanning bovendien in verloop van tijd aanmerkelijk kan veranderen. De opgaven van de spanningstoleranties van de gebruikelijke stabiliseerbuizen bewijzen dat voldoende. De spreiding der brandspanning en het verloop tijdens de levensduur zijn meestal van dezelfde orde van grootte en kunnen 10 à 15 volt bedragen.

Het is thans echter gelukt een buis uit te werken, die behalve de normale goede afvlakwerking met een lage differentiaalweerstand, een brandspanning heeft, welke in 1000 uren niet meer dan 0,5 volt verloopt en waarvan de spreiding der brandspanning van de verschillende proefexemplaren 2 à 3 volt is. Uit het onderstaande zal blijken, dat de essentieele factoren waaraan dit is te danken, zijn: het gebruik van molybdenium als kathodemateriaal, het reinigen van het kathodeoppervlak door het te verstuiven in het glimlicht, en ten slotte het aanbrengen van een laag van verstoven kathodemateriaal op de wanden van de buis. Dit laatste bereikt men door na het reinigen van de kathode de verstuiving langdurig en hevig voort te zetten.

De verschijnselen die men waarneemt, wanneer men een glimlicht in bijv. zuiver neon met een druk van 20 mm kwik op een chemisch goed gereinigd molybdeniumoppervlak laat branden, zijn als volgt[2]).

Is de stroom zoo groot dat het glimlicht de kathode geheel bedekt, dan zal men het kathodelicht zich, na vijf of tien minuten branden, zien samentrekken op een klein deel van het kathodeoppervlak, waarbij de brandspanning van ongeveer 200 volt tot ongeveer 150 volt daalt, De glimstroomdichtheid is van ca 0,5 mA/cm², hetgeen ongeveer overeenkomt met de normale stroomdichtheid, tot het honderdvoud gestegen. Wordt de stroom door de buis nu wat vergroot, dan neemt de intensiteit van het licht in het kathodevlekje toe, terwijl het glimlicht zich tevens langzaam gaat uitbreiden, waarbij de glimontlading echter geheel anomaal is. Dit gaat voort, totdat de geheele kathode weer met glimlicht bedekt is. Vermindert men dan na eenige tijd de stroom door de buis, totdat de ontlading normaal is, dan vindt men weer de geringe normale stroomdichtheid van ca 0,5 mA/cm² welke men aanvankelijk bij de hooge spanning van 200 volt had, thans echter ongeveer bij 108 volt.

Laat men het glimlicht nu met deze geringe stroomsterkte voortbranden, dan ziet men na eenige minuten de brandspanning oploopen, eerst weinig, doch tenslotte zelfs tientallen volts. Deze brandspanningsstijging kan men ook veroorzaken door bijv. eenige honderdsten procenten zuurstof bij het neon te voegen, nadat men de lage brandspanning bereikt heeft. De conclusie is, dat de lage brandspanning bij een molybdeniumoppervlak behoort, dat door het verstuiven in de ontlading met groote stroomdichtheid gereinigd is, en dat vrijkomende verontreinigingen tijdens het branden met een geringe stroomdichtheid, het schoone oppervlak weer bederven.

Dit laatste effect kon nu vermeden worden door

[2]) Vgl. F. M. Penning en J. H. A. Moubis, Philips Res. Rep. **1**, 119, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de verstuiving na reiniging van het kathode-oppervlak voort te zetten, zoodat een flinke laag verstoven molybdenium op de wanden van de buis werd aangebracht. Het lag dus voor de hand om

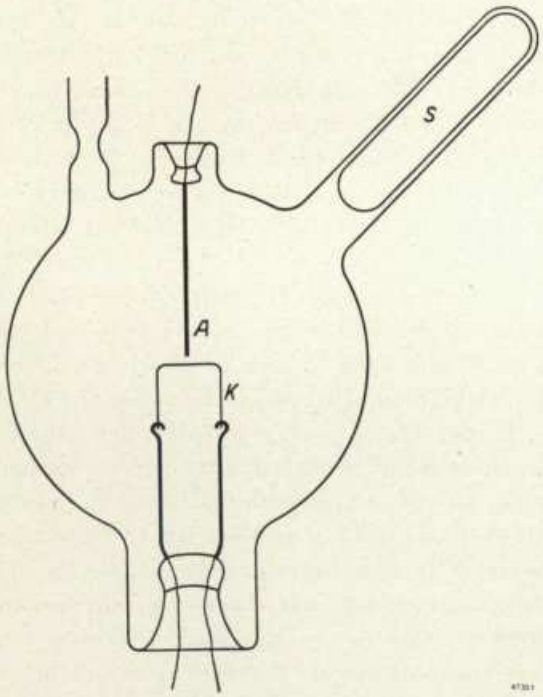


Fig. 4. Opstelling voor het aantoonen van het vrijmaken van verontreinigingen uit de wand door de glimontlading. *A* anode, *K* kathode, *S* beweegbare glazen staaf.

aan te nemen dat de bedoelde verontreinigingen uit de glaswanden kwamen, hetgeen door het verdere onderzoek werd bevestigd. Het verstoven molybdenium kan als gasbinder dienen om deze geringe hoeveelheden gas op te nemen. Bovendien blijkt echter, dat de ontlading zelf gassen uit de glaswand vrij maakt, zoodat de verstoven laag als scherm tusschen de ontlading en de glaswand dient. Pas na het aanbrengen van deze laag gelukte het een spanningsverloop van minder dan 0,5 volt, dikwijls slechts 0,1 volt per 1000 branduren te bereiken.

De volgende eenvoudige proef demonstreert duidelijk dat de ontlading inderdaad de verontreinigingen uit het glas vrij maakt. In een zijtuit van een ontladingsbuis met een molybdenium-kathode (vgl. *fig. 4*) wordt een glazen staaf gelegd, die door schudden van de buis naar de kathode toe, of er van af bewogen kan worden. Als de buis gepompt en de kathode verstoven wordt, ligt de staaf achter in de tuit, zoodat daar geen verstoven molybdenium op komt. Is nu de kathode lang genoeg verstoven, zoodat er zooveel molybdenium op de glaswanden is neergeslagen, dat de brandspanning, over vele dagen gerekend, constant blijft, dan zal de brandspanning met een snelheid van ongeveer 5 mV per minuut oploopen, als de glazen staaf op bijv. 1 cm afstand van de kathode gebracht wordt. Na verloop van tijd wordt de kathode zelfs zoodanig verontreinigd dat de kathodevlek gaat samentrekken. Wordt de staaf weer achter in de tuit teruggebracht, dan houdt het verloop van de brandspanning direct op en keert zelfs van richting om, doordat de kathode zich herstelt onder invloed van de glimontlading. De gasvormige verontreinigingen worden daarbij van de kathode verwijderd en worden in de verstoven molybdeniumlaag op de wand opgenomen. Deze poreuze metaallaag dient dus inderdaad behalve als gasbinder [3]) ook nog als scherm voor de ontlading ten opzichte van de wand.

De waarde van de normale kathodeval is door genoemde maatregelen nu zeer goed reproduceerbaar en loopt voor de verschillende exemplaren van buizen slechts enkele volts uiteen. In zuiver neon met een druk van 40 mm is de gemiddelde waarde van V_n ongeveer 106,5 volt; in 10 mm argon ongeveer 103,5 volt en in neon met $^1/_2\%$ argon 84,5 volt. *Fig. 5* geeft een practische uitvoering van het buisje voor 8 mA en 85 V stabilisatiespanning.

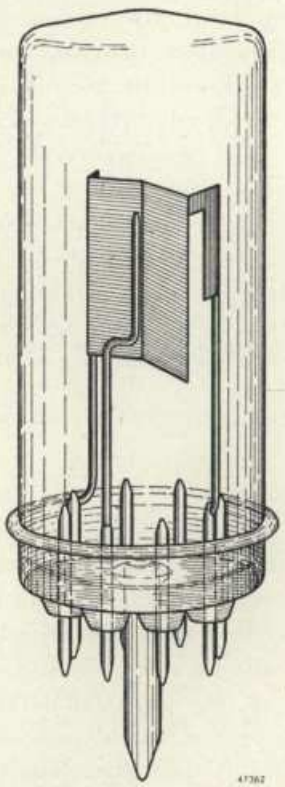


Fig. 5. Practische uitvoering van de nieuwe stabiliseerbuis voor zeer constante spanning. De staafvormige electrode is de anode, de plaat is de molybdenium-kathode. In werkelijkheid ziet men het inwendige van de buis nauwelijks, door de zwart verstoven molybdeniumlaag op de wand.

[3]) Vgl. T. Jurriaanse, F. M. Penning en J. H. A. Moubis, Philips Res. Rep. **1**, 225, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ook vele andere metalen kunnen op deze wijze behandeld worden en geven dan redelijk reproduceerbare waarden van V_n, doch molybdenium en ook zirconium geven de beste resultaten en bieden bovendien het voordeel bij de fabricage, dat het glimlicht zich, niettegenstaande de groote stroomdichtheid, tijdens het verstuiven geheel op deze kathodematerialen samentrekt. De stroomdoorvoeren, waarop het molybdenium of zirconium gemonteerd zijn, worden nl. meestal uit materialen vervaardigd, die een veel hoogere normale kathodeval hebben (voor nikkel is bijv. $V_n \approx 140$ volt).

De temperatuurcoëfficient van spanningsstabiliseerbuizen

Nu het mogelijk is buizen te maken met een van de stroomsterkte en van de tijd onafhankelijke spanning, wordt een andere variatie van de brandspanning, waar tot nu toe geen aandacht aan besteed werd, van belang. Dit is de variatie van de brandspanning met de temperatuur van de omgeving. Bij de verschillende oudere typen stabiliseerbuizen bedraagt deze variatie 20 à 30 mV per graad Celsius, waarbij deze waarde negatief is in de buizen welke geen anodeval hebben. De nieuwe buis met molybdeniumkathode voor 8 mA en 85 V, heeft een nog wat kleinere, onder —10 mV/graad liggende, temperatuurcoëfficient. Deze geringe afhankelijkheid van de temperatuur kan niet geheel onderdrukt worden, zooals uit de volgende overwegingen zal blijken.

Volgens de algemeen heerschende inzichten is de waarde van de normale kathodeval onafhankelijk van de gasdichtheid, zoodat men ook geen invloed van de temperatuur der omgeving zou verwachten. De werkelijke situatie blijkt echter niet zoo eenvoudig te zijn.

In de eerste plaats volgt uit metingen, die mogelijk werden, doordat de waarde van V_n zeer goed reproduceerbaar is wanneer de kathoden volgens de boven beschreven werkmethode geprepareerd zijn, dat de normale kathodeval V_n wel degelijk van de gasdichtheid afhankelijk is, zooals *fig. 6* voor de gassen neon en argon toont.

In de tweede plaats varieert de gasdichtheid in de buurt van de kathode wel eenigszins, indien de temperatuur van de omgeving van de buis verandert. Door het glimlicht wordt nl. de kathode verhit, en wel met een vermogen ongeveer gelijk aan het wattage dat de buis opneemt, daar de geheele spanningsval in een gaslaag om de kathode van eenige tienden millimeters dikte wordt opgenomen. De kathode is dus op een hoogere temperatuur dan de wanden van de buis, zoodat de dichtheid van het gas aan de kathode geringer is dan aan de wand. In eerste benadering zijn de bedoelde dichtheden omgekeerd evenredig met de absolute temperaturen aldaar.

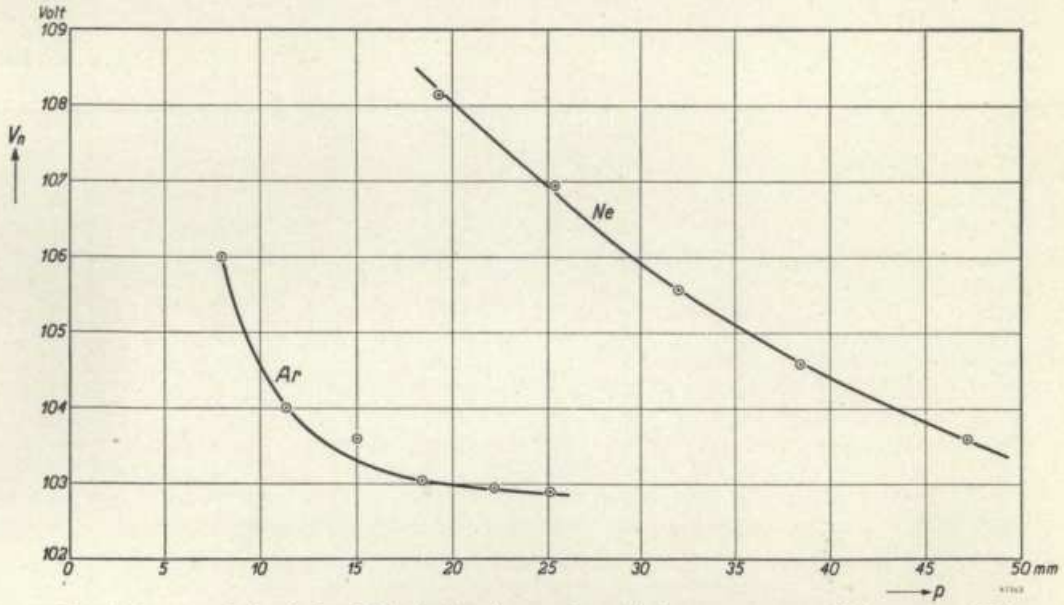


Fig. 6. De normale kathodeval V_n als functie van de gasdruk p voor argon (Ar) en neon (Ne).

Wordt nu bij een bepaalde stroom door de buis, dus met een bepaald opgenomen vermogen, de temperatuur T_1 van de omgeving verhoogd met t graden, dan zal in eerste instantie de temperatuur T_2 van de kathode eveneens t graden stijgen, althans wanneer de warmtegeleidingscoëfficient van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

temperatuur onafhankelijk is. Nu is echter

$$\frac{T_2+t}{T_1+t} < \frac{T_2}{T_1},$$

met andere woorden de verhouding der temperaturen, en daarmede de verhouding der dichtheden, nadert meer tot 1. Wordt dus de omgevingstemperatuur hooger, dan stijgt de dichtheid bij de kathode, zoodat volgens fig. 6 de kathodeval daalt. Men ziet dat hierdoor een negatieve temperatuurcoëfficient van de brandspanning wordt veroorzaakt, zooals experimenteel ook gevonden wordt.

In werkelijkheid is echter de warmtegeleidingscoëfficient van het gas geenszins onafhankelijk van de temperatuur en bovendien speelt het warmtetransport door straling ook een belangrijke rol. Hierdoor nadert het quotient T_2/T_1 nog sterker tot 1 als T_1 stijgt, dan alleen door het boven beschrevene [4]). De warmtegeleidingscoëfficient is nl. ongeveer evenredig met $\sqrt{T}$, zoodat voor eenzelfde warmtetransport bij hoogere temperatuur een geringer temperatuurverval noodig is dan bij een lage temperatuur. En tenslotte wordt het stralingsverschil van de kathode en de wand van de buis, dat noodig is voor een bepaald energietransport en dat ongeveer evenredig is met $T_2^4 - T_1^4$, bereikt met een geringer temperatuurverschil, naarmate T_1 hooger is.

Voor sommige toepassingen der stabiliseerbuizen, die dank zij de nieuwe buis mogelijk zijn geworden, zal men met het hier besprokene, onvermijdelijke temperatuureffect, rekening moeten houden.

[4]) Vgl. T. Jurriaanse, Philips Res. Rep., verschijnt binnenkort.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN „VOLGGROEP" VOOR DE VERVAARDIGING VAN GLOEILAMPEN

47578

Wanneer het „stel" van een gloeilamp, d.i. het binnenwerk met de gloeispiraal, is gemonteerd, moeten in hoofdzaak nog drie bewerkingen worden uitgevoerd om de lamp te voltooien: het insmelten van het stel in een ballon, het luchtledig pompen en eventueel met gas vullen van de ballon, en het kitten van de lampvoet aan de lamp.

In een moderne gloeilampenfabriek vinden deze bewerkingen in een zg. volggroep plaats. Insmelten en pompen geschieden automatisch onder toezicht van een enkele persoon, die slechts de gemonteerde stellen in de beginpositie plaatst.

De transportband, geheel vooraan, voert ballons aan. Mechanisch bewogen „handjes" grijpen een ballon en een stel en zetten deze samen op de insmeltmachine, waar zij een reeks posities doorloopen; in elke positie gebeurt één van de vele detailhandelingen waarin men de eerder genoemde bewerkingen heeft verdeeld en waarvan de tijden aan het op de groep te fabriceeren lamptype worden aangepast.

Een tweede transportband brengt de lampen naar de „gipsmolen", waar de lampvoet aan de ballon wordt bevestigd, waarna de lampen worden gestempeld, gekeurd en verpakt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

IMPEDANTIEMETINGEN MET EEN NIET-AFGESTEMD LECHERSYSTEEM

door J. M. van HOFWEEGEN.

621.317.33.029.63

Een methode wordt beschreven, volgens welke met behulp van een Lechersysteem impedanties kunnen worden gemeten, waarvan de weerstandscomponent van dezelfde orde van grootte is als de golfweerstand van het Lechersysteem. Het kenmerkende van deze methode is, dat het Lechersysteem niet is afgestemd op de meetfrequentie. Door het meten van het spanningsverloop, dat langs het Lechersysteem ontstaat, wanneer dit systeem wordt afgesloten met de te meten impedantie, kan de zg. reflectiefactor worden bepaald. Uit deze reflectiefactor is de onbekende impedantie te berekenen, waarbij met voordeel gebruik kan worden gemaakt van een diagram. Het gebruikte spanningsmeetinstrument behoeft slechts relatief geijkt te zijn. Tot slot wordt een meetmethode beschreven, waarbij het meetinstrument zelfs in het geheel niet geijkt behoeft te zijn.

In een vorig artikel [1]) is een methode beschreven, waarop bij golflengten kleiner dan 1 meter impedanties kunnen worden gemeten. Hierbij wordt gebruik gemaakt van een Lechersysteem, dat op de meetfrequentie is afgestemd. De aandacht werd er hierbij op gevestigd, dat bij gebruik van een kortgesloten Lechersysteem ter lengte van een kwart golflengte deze methode alleen geschikt is voor het meten van impedanties, waarvan de weerstandscomponent tenminste enkele malen grooter is dan de golfweerstand ζ. Door het gebruiken van een kortgesloten Lechersysteem ter lengte van een halve golflengte kunnen impedanties worden gemeten, waarvan de weerstandscomponent tenminste enkele malen kleiner is dan de golfweerstand. Impedanties, waarvan de weerstandscomponent van dezelfde orde van grootte als de golfweerstand is (bijv. 10 ζ tot $\zeta/10$), kunnen dus volgens de bedoelde methode niet goed worden gemeten. Daar de golfweerstand van practisch bruikbare Lechersystemen steeds binnen tamelijk nauwe grenzen ligt (100 à 300 ohm), is er dus een tamelijk groot gebied van weerstanden, nl. ongeveer van 30 tot 1000 ohm, dat volgens de methode van het genoemde artikel practisch niet kan worden gemeten. Het is echter toch mogelijk weerstanden van deze orde van grootte met behulp van een Lechersysteem te meten, doch hierbij moet volgens een ander principe te werk worden gegaan. Het kenmerkende dezer methode is, dat gebruik wordt gemaakt van een Lechersysteem, dat niet is afgestemd op de meetfrequentie. Door het meten van het spanningsverloop, dat langs zulk een Lechersysteem ontstaat, wanneer dit systeem wordt afgesloten met de te meten impedantie, kan de zg. reflectiefactor worden bepaald, waaruit de onbekende impedantie is te berekenen. In het volgende zullen we een beschrijving geven van de wijze, waarop dit beginsel werd uitgewerkt.

[1]) Philips techn. T. 8, 16, 1946.

Principe

Teneinde de hier gevolgde meetmethode te verduidelijken, zullen we een korte wiskundige beschouwing vooraf laten gaan. Hierbij zullen we uitgaan van de bekende differentiaalvergelijkingen voor spanning en stroom in de heen- en teruggeleider van een Lechersysteem [2]).

Wordt aan één der uiteinden hiervan een sinusvormige wisselspanning E met cirkelfrequentie ω aangesloten *(fig. 1)*, dan kan voor de complexe voorstellingen van de spanning en de stroom op een willekeurige plaats van het Lechersysteem geschreven worden $Ve^{j\omega t}$, resp. $Ie^{j\omega t}$, waarbij V en I complexe

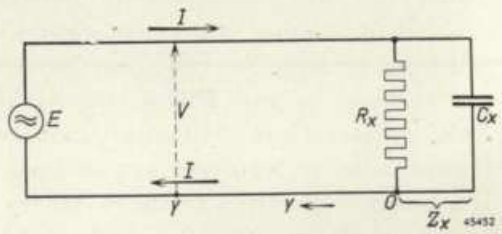


Fig. 1. Lechersysteem, eenerzijds afgesloten door een parallelschakeling van een weerstand R_x en een capaciteit C_x, anderzijds aangesloten op een hoogfrequente spanningsbron E. Op een afstand y van het rechteruiteinde zijn spanning en stroom resp. V en I.

grootheden zijn, die uitsluitend afhangen van de plaats op het Lechersysteem, dus niet van de tijd. Voor V en I gelden nu de differentiaalvergelijkingen [3]):

[2]) Vgl. ook: Philips techn. T. 6, 241, 1941.

[3]) Deze vergelijkingen zijn hier niet gegeven in de meer gebruikelijke vorm, waarbij één der leden het tegengestelde teeken heeft, omdat de coördinaat y hier wordt gerekend vanaf het uiteinde, waar de spanningsbron *niet* is aangesloten (zie fig. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$\left.\begin{aligned}\frac{dV}{dy} &= I\,(r^I + j\omega L^I)\\ \frac{dI}{dy} &= V\,(g^I + j\omega C^I)\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (1)$$

Hierin is y de afstand van het beschouwde punt van het Lechersysteem tot aan een bepaald, als nulpunt gekozen, punt (hier het rechter uiteinde, zie fig. 1); r^I en L^I zijn resp. de weerstand en de zelfinductie per lengte-eenheid van de beide geleiders tezamen, terwijl g^I en C^I resp. de afleiding en de capaciteit tusschen de beide geleiders voorstellen, eveneens per lengte-eenheid. Uit (1) zijn op eenvoudige wijze voor V en I de volgende vergelijkingen af te leiden:

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2V}{dy^2} &= \gamma^2 V\\ \frac{d^2I}{dy^2} &= \gamma^2 I\end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Hierin is γ de zg. voortplantingsconstante, die gegeven is door de formule:

$$\gamma = \sqrt{(r^I + j\omega L^I)\,(g^I + j\omega C^I)} \quad \ldots \quad (3)$$

De oplossing van de eerste der vergelijkingen (2) luidt:

$$V = Ae^{+\gamma y} + Be^{-\gamma y} \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

waarin e het grondtal der natuurlijke logarithmen voorstelt en A en B integratieconstanten zijn, die dus niet afhangen van de plaats, doch zijn vastgelegd door stroom en spanning op één plaats van het Lechersysteem. Uit (4) en de eerste der vergelijkingen (1) volgt nu voor I:

$$I = \frac{A}{\zeta} e^{+\gamma y} - \frac{B}{\zeta} e^{-\gamma y} \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

Hierin is ζ de zg. golfimpedantie of karakteristieke impedantie, waarvoor geldt de formule:

$$\zeta = \sqrt{\frac{r^I + j\omega L^I}{g^I + j\omega C^I}} \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

In het algemeen zijn γ en ζ complexe grootheden. We stellen nu:

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

Wanneer we allereerst de verliezen van het Lechersysteem buiten beschouwing laten ($r^I = 0$, $g^I = 0$), dan is volgens (3): $\gamma = j\omega\sqrt{L^I C^I}$, dus zuiver imaginair, zoodat volgens (7): $\alpha = 0$, $\beta = \omega\sqrt{LC}$. De golfimpedantie is nu reëel en wel: $\zeta = \sqrt{L^I/C^I}$. Men spreekt dan van de golfweerstand. Voor de vergelijkingen (4) en (5) kan men nu schrijven:

$$\left.\begin{aligned}V &= A\,e^{+j\beta y} + B\,e^{-j\beta y}\\ I &= \frac{A}{\zeta} e^{+j\beta y} - \frac{B}{\zeta} e^{-j\beta y}\end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (8)$$

Is, zooals in fig. 1 is voorgesteld, het rechter uiteinde afgesloten met een impedantie Z_x, dan wordt voor $y = 0$ de verhouding van V en I gelijk aan Z_x, dus:

$$Z_x = \frac{A + B}{A - B}\,\zeta, \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

waaruit volgt:

$$B = A\,\frac{Z_x - \zeta}{Z_x + \zeta} \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

zoodat voor de eerste der vergelijkingen (8) kan worden geschreven:

$$V = A\left\{e^{+j\beta y} + \frac{Z_x - \zeta}{Z_x + \zeta}\,e^{-j\beta y}\right\} \quad \ldots \quad (11)$$

De grootheid

$$f = \frac{Z_x - \zeta}{Z_x + \zeta}, \qquad (11a)$$

die in het algemeen complex is, wordt gewoonlijk aangeduid als de reflectie-factor. We zullen de beteekenis hiervan in het volgende nog nader uiteenzetten.

Voor de complexe voorstelling van de spanning kunnen we nu schrijven:

$$Ve^{j\omega t} = A\left\{e^{j(\omega t + \beta y)} + fe^{j(\omega t - \beta y)}\right\} \quad \ldots \quad (12)$$

Van de complexe grootheid f stellen wij nu het argument voor door φ en de modulus door $|f|$, zoodat $f = |f|\,e^{j\varphi}$.

Zooals bekend, is de momenteele waarde van de spanning gelijk aan het reëele gedeelte van haar complexe voorstelling. Uit (12) volgt nu voor deze momenteele waarde:

$$V_{mom} = A\left\{\cos(\omega t + \beta y) + |f|\cos(\omega t - \beta y + \varphi)\right\} \quad (13)$$

De eerste term van de tusschen accolades geplaatste tweeterm stelt een naar rechts loopende golf voor, terwijl de tweede term een naar links loopende golf voorstelt. Men noemt deze beide golven gewoonlijk de heengaande en de gereflecteerde (spannings)golf. De golflengte van deze beide golven is vastgelegd door de vergelijking:

$$\beta\lambda = 2\pi \quad \ldots \ldots \quad (14)$$

De complexe voorstelling van heengaande en gereflecteerde spanningsgolf is volgens (12), gegeven door

$$Ae^{j(\omega t + \beta y)} \text{ resp. } Afe^{j(\omega t - \beta y)}.$$

Voor $y = 0$, dwz. voor het reflecteerende einde,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waar Z_x is aangesloten, gaan deze uitdrukkingen over in:

$$Ae^{j\omega t} \text{ resp. } Afe^{j\omega t}.$$

Hieruit zien we dus de beteekenis van f: het is de verhouding van de complexe voorstellingen van gereflecteerde en aankomende golf bij het reflecteerende uiteinde.

We zullen thans nog voor een drietal eenvoudige gevallen de heengaande en gereflecteerde golf nader beschouwen (vgl. de uitdrukking (11a) voor f).

a) Indien de impedantie Z_x gelijk is aan ζ, wordt $f = 0$, dwz. er treedt geen gereflecteerde golf op. De dan alleen aanwezige heengaande golf noemt men een zuivere loopende golf.

b) Is het reflecteerende einde open, dan wordt $f = 1$, dwz.: bij dit einde zijn de aankomende, en de gereflecteerde spanningsgolven even sterk en in fase.

c) Is het reflecteerende einde kortgesloten, dan wordt $f = -1$, dwz.: bij dit einde zijn de aankomende en de gereflecteerde spanningsgolven even sterk en in tegenfase.

In de gevallen b) en c) treden door de superpositie van de beide golven op bepaalde plaatsen, die op afstanden van een kwart golflengte van elkaar liggen, afwisselend spanningsmaxima en -minima op. We spreken dan van staande golven. De vergelijking hiervoor vinden we door de effectieve waarde te berekenen van de door (13) gegeven wisselspanning. Na eenig omwerken vinden we hiervoor:

$$V_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} A \sqrt{1+|f|^2 + 2|f| \cos(2\beta y - \varphi)} \quad . \quad (15)$$

Een spanningsminimum treedt op voor die waarden van y, waarvoor $\cos(2\beta y - \varphi) = -1$, en wel is de spanning in dit minimum volgens (15)

$$V_{eff\ min} = \frac{1}{\sqrt{2}} A (1-|f|) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

In de hierboven genoemde gevallen b) en c), waar $|f| = 1$, is dus de spanning in de minima steeds nul. We zouden dan kunnen spreken van zuivere staande golven. Deze treden eveneens op, wanneer een verliesvrij Lechersysteem wordt afgesloten door een verliesvrije reactantie. Immers, in dit geval is Z_x zuiver imaginair. Uit (11a) volgt dan, aangezien ζ reëel is: $|f| = 1$. Bevat echter de afsluitimpedantie Z_x een weerstandscomponent, dan is $|f| \neq 1$ en is dus de spanning in de minima niet nul.

De in het voorgaande gegeven theorie geldt voor iedere vorm van een transmissieleiding, dus niet slechts voor een Lechersysteem, dat feitelijk niets anders is dan een kort stuk transmissieleiding, gebruikt bij een zeer hooge frequentie.

Bepaling van de reflectiefactor

Volgens (15) hangen de plaatsen der spanningsmaxima en -minima, en ook het verdere verloop van de spanning als functie van y af van $|f|$ en φ, dus van de impedantie, die op het einde is aangesloten. Door het opmeten van deze spanning langs het Lechersysteem kunnen we $|f|$ en φ en hieruit Z_x bepalen. Het opmeten van dit spanningsverloop kan geschieden, door een meetinstrument (diodevoltmeter) verschuifbaar langs de beide geleiders aan te brengen (*fig. 2a*). We vinden dan een spanningsverloop, zooals bijv. in fig. 2b is weergegeven.

Het argument φ van f kan men bepalen uit de afstand van het einde van het Lechersysteem tot het eerste spanningsminimum. De formule hiervoor luidt:

$$\varphi = \frac{4\pi y_0}{\lambda} - \pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

waarin y_0 de genoemde afstand is (zie fig. 2b).

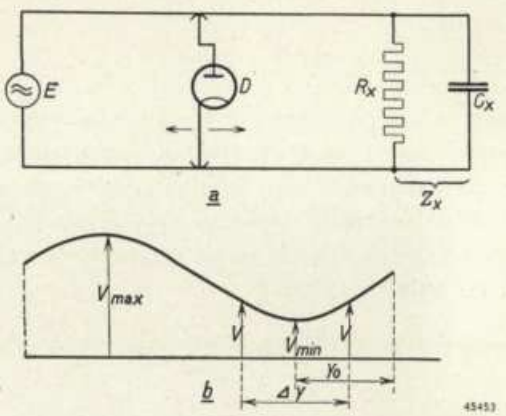


Fig. 2. *a*) Principeschema van de wijze, waarop met behulp van een niet-afgestemd Lechersysteem impedanties kunnen worden gemeten. Spanningsbron E, te meten impedantie Z_x. Het verloop van de hoogfrequente spanning langs het Lechersysteem wordt gemeten met de verschuifbare diode D. *b*) Verloop van de hoogfrequente spanning V langs het Lechersysteem.

De modulus van f kan op twee verschillende manieren worden bepaald. Bij de eerste methode wordt het verloop van de hoogfrequente spanning in de nabijheid van een minimum opgemeten. We meten dan naar beide zijden van het minimum de afstand, waarop de spanning een bepaald aantal malen grooter is dan de spanning in het minimum. Wanneer V de spanning is in twee punten, die symmetrisch ten opzichte van een minimum en op een afstand Δy van elkaar gelegen zijn (zie fig. 2b),

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dan is de verhouding tusschen V en V_{min} vastgelegd door:

$$\frac{V}{V_{min}} = \frac{\sqrt{1 + |f|^2 - 2|f| \cos\left(2\pi \frac{\Delta y}{\lambda}\right)}}{1 - |f|} \quad . \quad . \quad (18)$$

Meet men dus Δy voor een bepaalde waarde van V/V_{min}, bijv. voor $V/V_{min} = \sqrt{2}$, dan kan $|f|$ volgens formule (18) worden berekend.

Indien Δy klein is ten opzichte van λ, kan door reeksontwikkeling van cos $(2\pi\ \Delta y/\lambda)$ formule (18) nog worden vereenvoudigd. Voor $V/V_{min} = \sqrt{2}$ geldt dan:

$$2\pi \frac{\Delta y}{\lambda} = \frac{1 - |f|}{\sqrt{|f|}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Bij de tweede methode om de modulus van f te bepalen wordt de verhouding tusschen de spanning in een maximum, V_{max}, tot de spanning in een minimum, V_{min}, gemeten. Daar de afstand tusschen twee spanningsmaxima gelijk is aan een halve golflengte, is dan in formule (18) Δy gelijk aan $^1/_2\lambda$, zoodat deze formule overgaat in:

$$\frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{1 + |f|}{1 - |f|} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Bij de behandeling van de oorzaken van meetfouten zullen we tevens de vraag bespreken, welke de voor- en nadeelen zijn van deze beide methoden ter bepaling van de modulus van f.

De verliezen van het Lechersysteem

In het voorgaande werd ondersteld, dat het Lechersysteem verliesvrij was ($\alpha = 0$). Hadden we deze onderstelling niet ingevoerd, dan zou de vergelijking voor het spanningsverloop langs het Lechersysteem luiden:

$$V_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} A \sqrt{e^{2\alpha y} + |f|^2 e^{-2\alpha y} + 2|f| \cos(2\beta y - \varphi)}. \quad (21)$$

Nu is het gemakkelijk in te zien, dat voor een normaal Lechersysteem $e^{2\alpha y}$ slechts zeer weinig van de eenheid zal afwijken. Immers, door het verliesvrije diëlectricum (lucht) is $g^I = 0$, terwijl door de zeer hooge frequentie ωL^I zeer groot is ten opzichte van r^I. Uit (3) en (7) volgt nu $\alpha \ll \beta$, of wel, in verband met (14): $\alpha\lambda \ll 2\pi$. Daar een Lechersysteem, dat geconstrueerd is voor de hier bedoelde metingen, practisch nooit een lengte zal hebben, die veel grooter is dan één golflengte (immers hierop treden reeds twee maxima en twee minima op), zal ook voor αy gelden: $\alpha y \ll 2\pi$.

Een nader onderzoek van de waarde van α toont aan, dat deze grootheid zelfs zoo klein is, dat men zonder bezwaar kan stellen: $2\alpha y \ll 1$, dus zal $e^{2\alpha y}$ slechts zeer weinig grooter dan 1 zijn.

Het blijkt nu, bij verder uitwerken van de vergelijking (21), dat de ligging der spanningsminima benevens het verloop van de spanning in de nabijheid dezer minima in eerste benadering niet door α wordt beïnvloed, zoodat men voor de practijk voldoend nauwkeurige resultaten verkrijgt, indien men de verliezen van het Lechersysteem buiten beschouwing laat.

Practische uitvoering

Het meten van het spanningsverloop langs het Lechersysteem geschiedt met een diodevoltmeter. De diode is in een houder verschuifbaar langs de beide geleiders aangebracht. Vaak kan het voordeel bieden ieder van de beide geleiders van het systeem te construeeren uit twee gedeelten, die door een dunne isoleerende laag van elkaar zijn gescheiden (zie *fig. 3*). De capaciteit

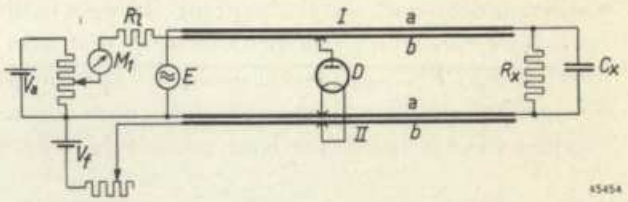


Fig. 3. De beide geleiders van het Lechersysteem I en II bestaan ieder uit twee van elkaar geïsoleerde gedeelten, a en b. E is de hoogfrequente spanningsbron, V_f is de batterij voor het leveren van de gloeistroom van de diode, terwijl V_a een batterij voorstelt, met behulp waarvan men aan de anode van de diode een kleine negatieve vóórspanning kan geven. M_1 is een microamperemeter, die in serie staat met de lekweerstand R_l.

tusschen deze beide gedeelten van een geleider is zoo groot, dat zij zich ten opzichte van hoogfrequente wisselspanningen gedragen als één geleider. Op deze wijze kan de gloeistroom aan de diode worden toegevoerd, zonder dat hiervoor draden naar de diode noodig zijn. In fig. 3 is het hiertoe gebezigde schema weergegeven. Tusschen het gedeelte b van de geleider I en het gedeelte a van de geleider II ontstaat nu een gelijkspanning, die practisch gelijk is aan de amplitude van de hoogfrequente wisselspanning op de plaats, waar zich de diode bevindt. Deze gelijkspanning kan aan het begin van het Lechersysteem worden gemeten door middel van de galvanometer M_1, waarmede de weerstand R_l in serie is geschakeld. Ook hiervoor zijn dus geen draden naar de diode noodig.

Wanneer de te meten impedantie voor gelijk-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stroom geleidend is [4]), wordt deze bij voorkeur aangesloten op het gedeelte *a* van geleider *I*; op deze wijze wordt voorkomen, dat de meting van de bovengenoemde gelijkspanning wordt gestoord door de te bepalen impedantie.

Meetfouten

Een hinderlijk element, dat vaak de oorzaak kan zijn van foutieve meetresultaten, is de capaciteit van de meetdiode en van de diodehouder. We wenschen nl. het spanningsverloop langs het Lechersysteem te kennen, wanneer dit tusschen de spanningsbron en de te meten impedantie geheel „vrij" is. Alleen in dit geval gelden immers de boven vermelde formules. Hoewel nu bij de ontwikkeling van de voor deze metingen gebruikte dioden en bij de constructie van de diodehouder naar een zoo klein mogelijke capaciteit wordt gestreefd, kan deze toch niet worden teruggebracht tot een zoo geringe waarde, dat het Lechersysteem ter plaatse van de diode als onbelast mag worden beschouwd. Het gevolg hiervan is, dat de hoogfrequente spanning op het systeem mede wordt beïnvloed door de plaats, waar zich de diode bevindt. Door berekening kan worden aangetoond, dat de spanning, die men in dit geval bij verschuiving van de diode meet, niet meer, zooals in fig. 2*b* is aangegeven, symmetrisch verloopt ten opzichte van de maxima en minima, doch een onsymmetrische gedaante vertoont, zooals bijv. in *fig. 4*

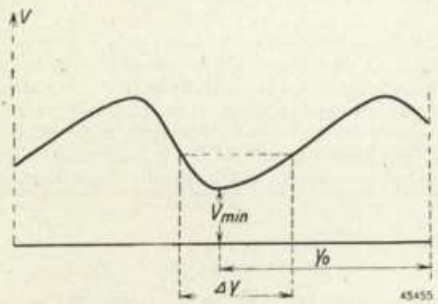


Fig. 4. Onder invloed van de capaciteit van diode en diodehouder wordt het verloop van de spanning ter weerszijden van de maxima en minima onsymmetrisch.

is geteekend. Aan de ééne zijde van een spanningsminimum wordt dus een te groote spanning, aan de andere zijde een te kleine spanning afgelezen. Wanneer de onsymmetrie in de opgemeten spanningskromme niet groot is, en bovendien Δy klein is ten opzichte van de golflengte, heffen de afwijkingen naar beide zijden van een spanningsminimum elkaar in eerste benadering op en kan men dus toch goede meetresultaten verkrijgen. Wanneer echter Z_x slechts weinig van de golfweerstand verschilt, is voor $V/V_{min} = \sqrt{2}$ aan de voorwaarde $\Delta y \ll \lambda$ niet voldaan en zouden onjuiste uitkomsten kunnen ontstaan. Het is dan noodzakelijk om de storende in-

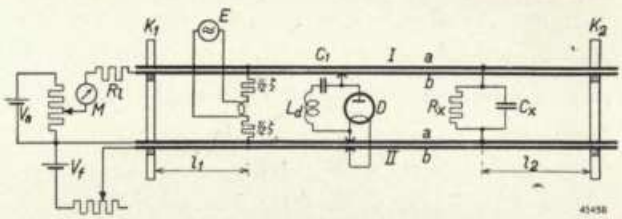


Fig. 5. De capaciteit van diode *D* en diodehouder wordt afgestemd met behulp van de zelfinductie L_d. C_1 is een blokkeeringscondensator voor gelijkspanning. De hoogfrequente spanningsbron *E* is inductief gekoppeld met een lusje, dat met het Lechersysteem is verbonden door middel van twee weerstanden, die tezamen gelijk zijn aan de golfweerstand ζ. K_1 en K_2 zijn kortsluitbruggen, die de gedeelten *a* van de geleiders *I* en *II* kortsluiten. De afstand l_1 wordt zoodanig ingesteld, dat de capaciteit van de weerstanden $^1/_2\,\zeta$ en van een eventueele houder voor deze weerstanden gecompenseerd wordt. Door K_2 op de juiste afstand l_2 in te stellen, kan men de capaciteit compenseeren van een houder, waarin de te meten impedantie is bevestigd.

vloed van de capaciteit van de diode en de diodehouder op te heffen. Dit kan geschieden door parallel met de diode *D* een zelfinductie L_d aan te brengen (zie *fig. 5*), die zoo groot wordt gemaakt, dat deze met de capaciteit van diode en diodehouder in resonantie is, hetgeen geconstateerd kan worden uit het feit, dat de opgemeten spanningskromme wederom een symmetrisch verloop ten opzichte van de maxima en minima vertoont. De zoo gevormde parallelkring vertegenwoordigt dan nl. voor de meetfrequentie een hooge impedantie en heeft practisch geen invloed meer op het verloop van de spanning langs het Lechersysteem.

Een andere mogelijkheid om de invloed van de capaciteit van de diode te verminderen is, dat men de diode via zeer kleine capaciteiten met het systeem koppelt. Een bezwaar hiertegen is echter, dat dan op het Lechersysteem een veel grootere hoogfrequente spanning noodig is. Voor vele metingen is dit van geen belang, doch voor andere zijn hieraan wel degelijk bezwaren verbonden. Zoo zal men bij het meten van de ingangsimpedantie van ontvangbuizen er naar streven deze metingen zooveel mogelijk te verrichten onder de omstandigheden, waarbij de buizen in de practijk worden gebruikt, dus o.a. bij een kleine signaalspanning. Het kan dus hierbij ongewenscht zijn om de meetdiode zeer los met het Lechersysteem te koppelen.

[4]) Het feit, dat de te meten impedantie is voor te stellen door de parallelschakeling van R_x en C_x, beteekent nog niet, dat het te meten object voor gelijkstroom geleidend is. Immers R_x en C_x vormen slechts een schema, dat bij de beschouwde frequentie dezelfde impedantie vertoont als de gevraagde. Zoo is bijv. de ingangsimpedantie van een radiobuis voor te stellen door een parallelschakeling van een weerstand een een capaciteit, terwijl tusschen rooster en kathode toch practisch geen gelijkstroomgeleiding optreedt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In vele gevallen kan de storende invloed van de capaciteit van diode en diodehouder nog op een andere manier worden verminderd, nl. door de op het Lechersysteem aangesloten spanningsbron zoodanig te construeeren, dat deze een inwendige weerstand vertoont, welke gelijk is aan de golfweerstand. De verbetering, die hierdoor kan ontstaan, kan men verklaren uit het feit, dat een aan de diode gereflecteerde spanningsgolf niet aan de zijde van de spanningsbron opnieuw wordt gereflecteerd. Of hiervan al of niet een gunstige invloed op de bovenvermelde meetfouten uitgaat, hangt echter van verschillende omstandigheden af, bijv. van de totale lengte van het Lechersysteem. Dit dient voor ieder geval afzonderlijk te worden onderzocht.

In fig. 5 is aangegeven, op welke wijze men in de practijk een spanningsbron met de gewenschte inwendige weerstand verkrijgt. De hoogfrequente spanningsbron E is inductief gekoppeld met een lusje, in serie waarmee twee weerstanden zijn geschakeld, die tezamen gelijk zijn aan de golfweerstand ζ. Deze beide weerstanden zijn verbonden met het Lechersysteem. Zooals uit fig. 5 blijkt, is links van deze bevestigingsplaats het Lechersysteem nog over een zekere afstand verlengd. Op dit gedeelte bevindt zich de verschuifbare kortsluitbrug K_1, die de gedeelten a van de beide geleiders kortsluit. De bedoeling hiervan is tweeledig. Ten eerste kan door het instellen van een bepaalde afstand l_1 de capaciteit van de hierboven vermelde weerstanden, benevens van een houder, waarin deze doorgaans bevestigd worden, gecompenseerd worden. Daar nl. de golfweerstand van een Lechersysteem practisch een zuivere weerstand is, dient de inwendige impedantie van zender, koppellusje en de bovenvermelde weerstanden van $^1/_2\ \zeta$ ook een zuivere weerstand te zijn. Het tweede doel van de kortsluitbrug K_1 is, dat men links hiervan met de gelijkspanningsaansluitingen kan manipuleeren, zonder dat de hoogfrequente spanningsverdeeling op het Lechersysteem wordt beïnvloed. Ook rechts van de te meten impedantie is het systeem over een zekere afstand verlengd. De zich op dit gedeelte bevindende kortsluitbrug K_2, die eveneens de gedeelten a kortsluit, kan ook worden verschoven. Door het instellen van een bepaalde lengte l_2 kan men een eventueele capaciteit compenseeren, die parallel aan de te meten impedantie staat, bijv. de capaciteit van een houder, waarin het te onderzoeken object is bevestigd, en de capaciteit van een zich op deze plaats bevindende steunisolator.

De storende invloed, die wordt ondervonden van de capaciteit van de diode en de diodehouder, is in de nabijheid van een spanningsmaximum grooter dan in de nabijheid van een spanningsminimum. De oorzaak hiervan is, dat de verhouding tusschen de spanning V en de stroom I in een spanningsmaximum grooter is dan in een spanningsminimum. Om deze reden wordt de eerste der hierboven beschreven methoden ter bepaling van de modulus van f uitgevoerd door het opmeten der spanning in de nabijheid van een spanningsminimum, hoewel principieel ook het opmeten van de spanning in de nabijheid van een maximum mogelijk zou zijn. Om dezelfde reden is de tweede beschreven methode ter bepaling van $|f|$ slechts dan aan te bevelen, wanneer het verloop van de spanning zoodanig is, dat tusschen een maximum en een minimum weinig verschil bestaat, d.i. wanneer de te meten impedantie weinig van de golfweerstand

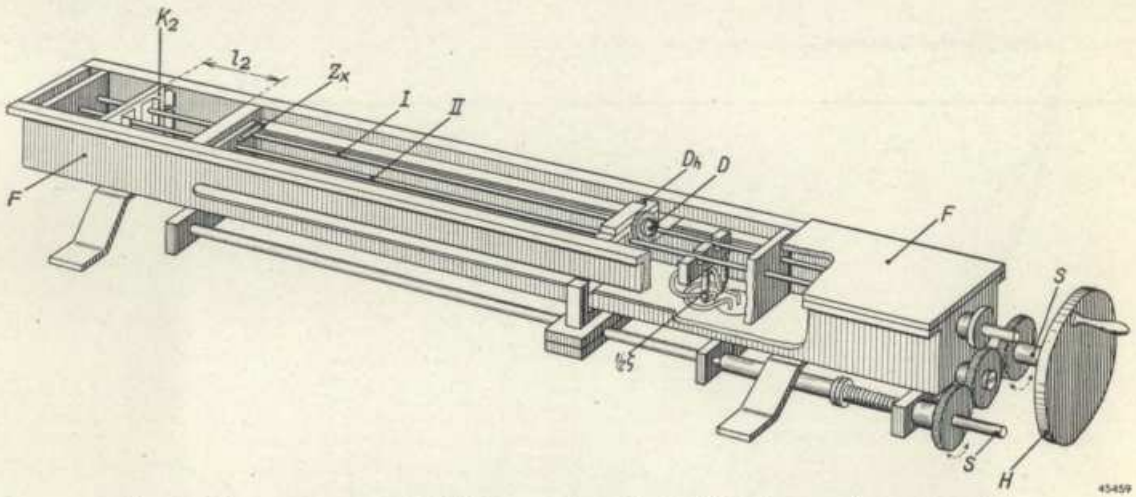


Fig. 6. Schets van een meetinrichting voor impedanties bij decimetergolven volgens het in dit artikel beschreven principe. Van de afscherming F is op de teekening het deksel en een wand gedeeltelijk verwijderd. De diodehouder, Dh, wordt bewogen door middel van de schroefstangen S, die door het handwiel H aangedreven worden. Voor de beteekenis van de andere symbolen wordt verwezen naar fig. 3 en 5.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

afwijkt [5]). Natuurlijk weegt het aangevoerde bezwaar tegen het meten van de spanning op andere plaatsen dan in een minimum minder zwaar, naarmate de hierboven genoemde maatregelen ter vermindering van de storende invloed van de capaciteit van diode en diodehouder nauwkeuriger worden uitgevoerd.

minimum, dus bij het vaststellen van het argument van de reflectiefactor f. Deze verbindingen dienen daarom zoo kort mogelijk te worden gehouden en zooveel mogelijk loodrecht op de beide geleiders van het Lechersysteem te verloopen.

Fig. 6 is een schets van een Lechersysteem, dat voor metingen volgens het hierboven beschreven

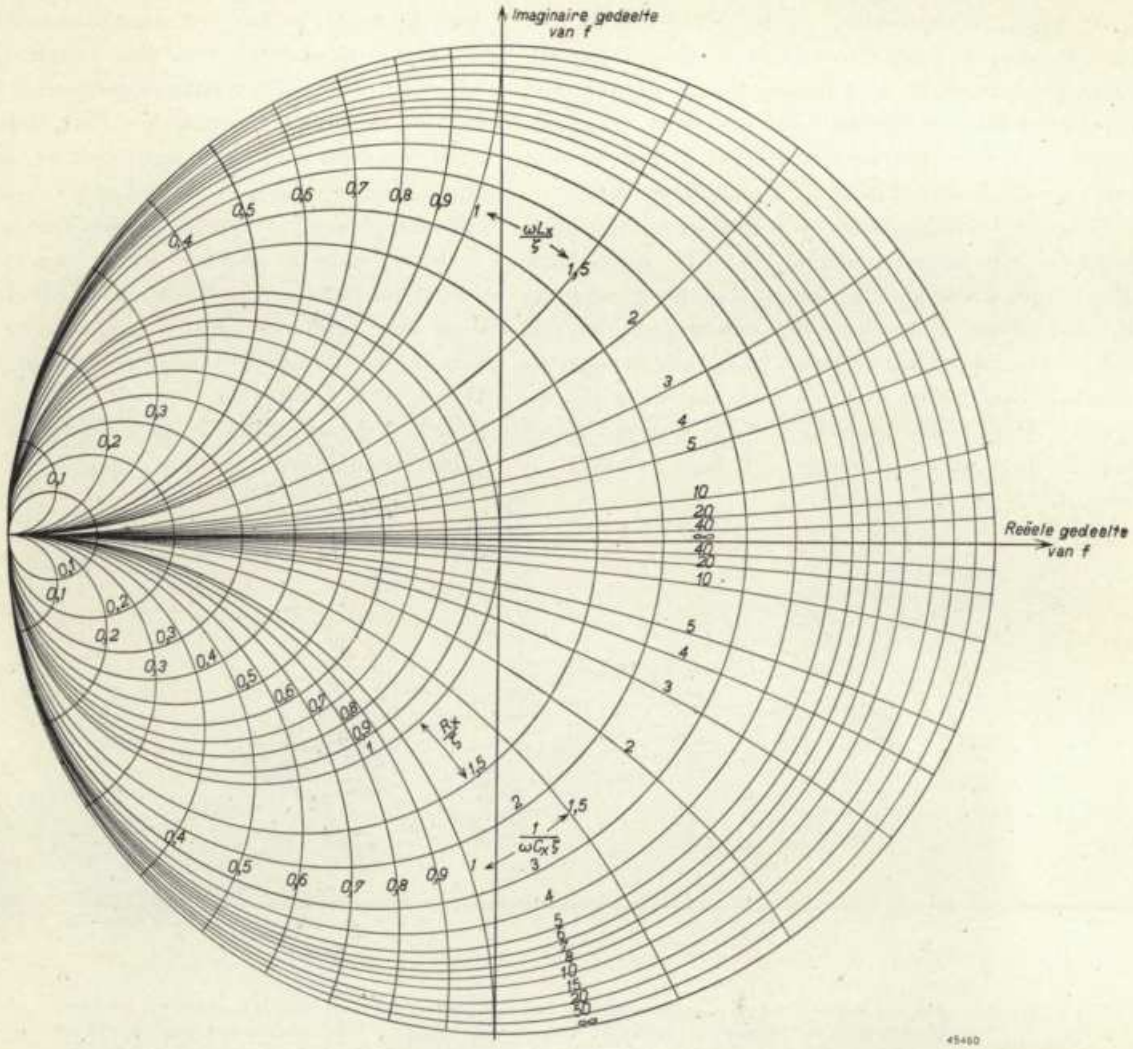


Fig. 7. Diagram voor het bepalen van R_x en C_x (of eventueel L_x) uit een gemeten waarde van de reflectiefactor f. Het geheele diagram valt binnen een cirkel met straal 1.

Een andere oorzaak van meetfouten, die we hier nog willen vermelden, is een eventueele wederzijdsche inductie tusschen de geleiders van het Lechersysteem en de verbindingen van deze geleiders met de meetdiode. Het is gebleken, dat ook hierdoor groote fouten kunnen ontstaan, speciaal bij het bepalen van de plaats van een spanningsprincipe wordt gebruikt. Het Lechersysteem is ondergebracht in een afscherming F, waarvan op de teekening het deksel gedeeltelijk is verwijderd. De diodehouder Dh, die uit polystyreen is vervaardigd, wordt langs de geleiders bewogen door middel van schroefstangen S, die buiten de afscherming zijn aangebracht.

[5]) Is de te meten impedantie gelijk aan de golfweerstand, dan treden langs het Lechersysteem immers geen staande golven op, doch slechts loopende. Op alle plaatsen meten we dan dezelfde spanning.

Berekeningsdiagram

Wanneer op de hierboven beschreven wijze de modulus en het argument van de reflectiefactor f

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zijn bepaald, moet hieruit nog de impedantie Z_x worden berekend met behulp van de uitdrukking (11*a*). Deze berekening blijkt tamelijk bewerkelijk te zijn. Zij kan aanmerkelijk worden bekort door een diagram te gebruiken, waarvan in *fig.* 7 een voorbeeld is geteekend.

Bij de constructie van deze figuur is er van uitgegaan, dat Z_x wederom is bepaald door de parallelschakeling van een weerstand, R_x, en een verliesvrije capaciteit C_x of zelfinductie L_x. Uitgezet is nu het reëele gedeelte van f als abscis en het imaginaire gedeelte als ordinaat, terwijl de meetkundige plaatsen van f zijn geteekend voor bepaalde vaste waarden van R_x/ζ, en van $1/\omega C_x\zeta$, resp. $\omega L_x/\zeta$. Deze meetkundige plaatsen blijken cirkels te zijn. Daar de modulus van f altijd kleiner dan 1 is, valt het geheele diagram binnen een cirkel met straal 1. Door dus in dit diagram de gemeten modulus en het gemeten argument van f uit te zetten, kan men de bijbehoorende verhouding van het weerstandsgedeelte en het reactieve gedeelte van Z_x tot de golfweerstand ζ aflezen. Door het gebruik van deze dimensielooze grootheden is het diagram toe te passen voor Lechersystemen met iedere golfweerstand.

Uit fig. 7 blijkt duidelijk, dat de beschreven methode speciaal geschikt is voor het meten van impedanties, waarvan de weerstandscomponent R_x gelegen is tusschen ongeveer $10\,\zeta$ en $\zeta/10$. Immers, voor $R_x/\zeta > 10$ en $R_x/\zeta < 1/10$ liggen de cirkels voor opeenvolgende waarden van R_x/ζ zeer dicht opeen, dwz. een kleine variatie in f komt overeen met een groote verandering in R_x. De bepaling van R_x uit f buiten de hierboven genoemde grenzen is dan ook onnauwkeurig. De in dit artikel beschreven meetmethode is dus een goede completeering van de in het aangehaalde artikel [1]) beschreven methode, daar deze laatste juist buiten de bovenvermelde grenzen een grootere nauwkeurigheid bezit.

Absolute waarden der gevraagde impedanties

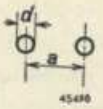
Zoowel bij de vroeger als bij de hierboven beschreven meetmethode worden de te meten impedanties niet in absolute waarde gevonden, doch slechts de verhouding hiervan tot de golfweerstand. Om de absolute waarde vast te kunnen stellen moeten we dus de golfweerstand kennen. Voor eenvoudige constructies is deze gemakkelijk te berekenen. We geven hieronder de betreffende formules voor twee veel gebruikte constructies:

Voor twee evenwijdige ronde draden met diameter d en afstand a bedraagt de golfweerstand:

$$\zeta = 120 \ln (p + \sqrt{p^2-1}) \text{ ohm}, \quad . \quad (22)$$

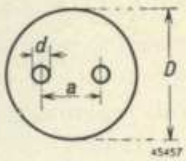
waarin

$$p = \frac{a}{d}.$$



Wordt om deze draden een cylindrische afscherming met diameter D aangebracht, dan kan de golfweerstand eveneens volgens formule (22) worden berekend, waarbij dan evenwel voor p moet worden ingevoerd:

$$p = \frac{a}{d}\,\frac{D^2-(a^2-d^2)}{D^2+(a^2-d^2)}.$$



Een geheel gesloten cylindrische afscherming kan echter meestal niet worden toegepast. Vaak wordt om constructieve redenen een rechthoekige doorsnede gebruikt, terwijl tevens dikwijls spleten in de afscherming noodig zijn, bijv. voor het bewegen van de diodehouder (zie fig. 6). Daar een nauwkeurige berekening van de golfweerstand in dergelijke gevallen gecompliceerd en zelfs vaak onmogelijk is, is het doorgaans eenvoudiger deze te meten. Hierbij kan men volstaan met het meten van de capaciteit tusschen de beide geleiders, welke meting kan geschieden bij een lage frequentie [6]). Is nl. deze capaciteit per cm C^I farad en de zelfinductie van het Lechersysteem per cm L^I henry, dan bestaat tusschen L^I en C^I het verband:

$$L^I \cdot C^I = 1/c^2, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

waarbij c de lichtsnelheid in cm/sec voorstelt, dus $c = 3{\cdot}10^{10}$. Deze formule geldt zoowel voor afgeschermde als voor niet-afgeschermde Lechersystemen.

Wordt nu C^I gemeten, dan kan hieruit de golfweerstand ζ worden berekend, daar deze gegeven is door:

$$\zeta = \sqrt{\frac{L^I}{C^I}} = \frac{1}{cC^I} \text{ ohm} \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Impedantiemeting zonder geijkt meetinstrument

Zooals uit bovenstaande beschrijving is gebleken, is ook bij deze meetmethode een diodevoltmeter noodig, die slechts relatief geijkt behoeft te zijn. Een dergelijke ijking wordt doorgaans bij een lage frequentie uitgevoerd, nl. door vergelijking met een thermokruis, dat op zijn beurt met gelijkstroom is geijkt. Zooals reeds werd vermeld in het aangehaalde

[6]) Wanneer ieder van de geleiders uit een gedeelte a en b bestaat (fig. 3 en 5), dienen hierbij uiteraard deze gedeelten te worden kortgesloten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

artikel [1]), is bij zeer hooge frequenties een ijking, die bij een lage frequentie is uitgevoerd, ook relatief niet meer juist, tengevolge van het feit, dat de electronen in een diode een eindige looptijd hebben. Wij willen daarom tenslotte nog in het kort een methode beschrijven, volgens welke het mogelijk is om bij decimetergolven impedanties te meten, zonder dat hierbij een geijkt meetinstrument noodig is.

Deze methode vertoont veel overeenkomst met de in dit artikel beschreven methode. Ook hier wordt de te meten impedantie aan het einde van een Lechersysteem, *I*, aangesloten, terwijl de hoogfrequente spanningsbron met het begin is verbonden. Behalve de meetdiode kan thans echter ook nog een tweede Lechersysteem, *II*, langs het systeem *I* worden verschoven (zie *fig. 8*). Dit systeem *II* is voorzien van een beweegbare kortsluitbrug. Door berekening kan men aantoonen, dat het bij iedere waarde van R_x en C_x mogelijk is de lengte l_b zoodanig in te stellen, dat het gedeelte van *I*, dat rechts van *II* ligt, tusschen *p* en *q* een admittantie vertoont, waarvan het weerstandsgedeelte gelijk is aan $1/\zeta$. De reactieve component van deze admittantie kan nu gecompenseerd worden door een geschikte waarde van de lengte l_a. In dit geval is dus het gedeelte van *I*, dat links van *II* ligt, met zijn eigen golfweerstand afgesloten en treden hierlangs geen staande golven op. Bij verschuiving van de diode langs het linker gedeelte van *I* zal dan geen spanningsvariatie worden waargenomen. Uit de lengten l_a en l_b is nu Z_x te berekenen. We willen hier slechts de toe te passen formules aangeven voor het geval, dat de golfweerstanden van de systemen *I* en *II* gelijk zijn. Voor modulus en argument van *f* geldt dan:

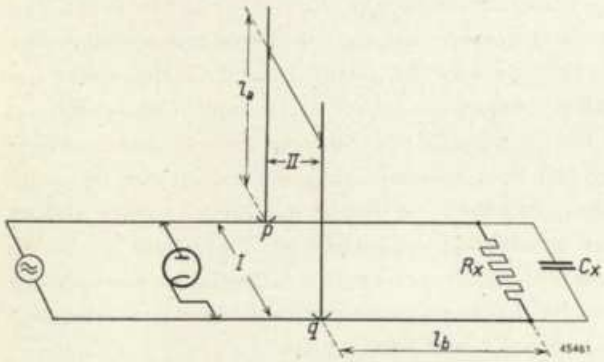


Fig. 8. Principeschema van een meetinrichting voor impedanties bij decimetergolven, waarbij geen geijkte spanningmeter noodig is. Het Lechersysteem *II*, dat van een beweegbare kortsluitbrug is voorzien, kan langs het Lechersysteem *I* worden bewogen. Uit de lengten l_a en l_b kunnen wij R_x en C_x berekenen.

$$|f| = \frac{1}{\sqrt{1 + 4\,\mathrm{tg}^2 2\pi \dfrac{l_a}{\lambda}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

en:

$$\varphi = \mathrm{bg\,cos}\,|f| - 4\pi\, l_b/\lambda \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Uit $|f|$ en φ kunnen nu wederom R_x en C_x (eventueel L_x) worden berekend, waarbij men bij voorkeur gebruik maakt van een diagram volgens fig. 7.

Daar bij deze methode de diodevoltmeter alleen wordt gebruikt om te constateeren, of op het Lechersysteem al of niet staande golven aanwezig zijn, behoeft dit instrument in het geheel niet meer te worden geijkt. Hier staat echter tegenover, dat men de bewegingsmechanismen voor het instellen van de lengten l_a en l_b met een groote precisie dient uit te voeren.

Het laatst verschenen nummer van *Philips Research Reports* (No. 4 van jaargang 1, Augustus 1946) bevat de volgende artikelen:

R18: H. A. Klasens: Measurement and calculation of unsharpness combinations in X-ray photography.

R19: C. J. Bouwkamp: A contribution to the theory of acoustic radiation.

R20: M. Gevers: The relation between the power factor and the temperature coefficient of the dielectric constant of solid dielectrics II, III.

R21: J. Th. G. Overbeek: On Smoluchowski's equation for the electrophoresis of colloidal particles.

Degenen die voor een der bovenvermelde artikelen belangstelling hebben, kunnen zich wenden tot de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, waar een beperkt aantal overdrukken voor gratis verspreiding ter beschikking is.
Voor een abonnement op Philips Research Reports wende men zich tot den uitgever van het Philips Technisch Tijdschrift.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!